

# 1.2  
QC  
A613

ANNALEN  
DER  
**PHYSIK UND CHEMIE.**

---

B A N D C X L I I I .

P

2000

ANNALEN  
DER  
**P H Y S I K**  
UND  
**C H E M I E.**



FÜNFTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN  
VON  
**J. C. POGGENDORFF.**

DREIUNDZWANZIGSTER BAND.

NEBST VIER FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1871.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

P

新編卷之三

卷之三

新編卷之三

ANNALEN  
DER  
PHYSIK  
UND  
CHEMIE.

---

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN  
VON  
J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTDREIUNDVIERZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDNEUNZEHNTEN.

NEBST VIER FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1871.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

A H I S T O R Y

OF THE AMERICAS



Als  
um d  
sche Z  
die A  
ich V  
schäft  
Com  
von  
die n  
wofü

Ic  
nur d  
vollst  
späte

In  
zinnt  
Was  
Flan  
Was  
einem  
Mitt  
ist b  
dem  
wich  
die i

Po

DER PHYSIK UND CHEMIE.  
BAND CXLIII.

---

**I. Ueber einen Apparat zur Ermittelung der  
Gesetze des Luftwiderstandes;  
von K. H. Schellbach.**

---

Als Mitglied einer Commission, welche berufen worden war, um die Gesetze des Lichtwiderstandes für bestimmte technische Zwecke zu ermitteln, oder wenigstens ein Programm für die Anstellung zweckmässiger Versuche zu entwerfen, fand ich Veranlassung, mich sorgfältiger mit dem Probleme zu beschäftigen. Ich arbeitete hierbei ganz unabhängig von der Commission und erhielt auch von Sr. Ex. dem Hrn. Minister von Mühler und Sr. Ex. dem Hrn. Minister von Roon die nöthigen Mittel zur Fortsetzung meiner Privatarbeiten, wofür ich mich zum lebhaftesten Danke verpflichtet fühle.

Ich werde in dieser ersten Abhandlung hauptsächlich nur den von mir construirten Apparat beschreiben und eine vollständigere Mittheilung der gewonnenen Resultate einer späteren Arbeit vorbehalten.

In Fig. I Taf. I ist *AB* ein cylindrisches Gefäß von verzinntem Eisenbleche, in dem sich ein großer mit destillirtem Wasser gefüllter Glascylinder befindet, der von einem mit Flanell umwickelten Pappfutterale umgeben ist. In dem Wasser schwimmt eine hohle Messingkugel *C*, welche an einem Stabe das Gewicht *D* trägt. Auf der durch den Mittelpunkt der Kugel gehenden Verlängerung dieses Stabes ist bei *E* ein Glasstab *EF* aufgeschaubt, der bei *G* aus dem Deckel des Blechgefäßes herausragt. Die drei Gewichte *H*, welche auf Stäben verschoben werden können, die in *E* befestigt sind, dienen dazu den Stab *EF* senk-

recht zu stellen. Die Kugel mit ihren Ansätzen hat bei-  
läufig ein Gewicht von 5 Kilogramm.

In Fig. 2 Taf. I sieht man in *F*, in einem grösseren Maafsstäbe, die Fortsetzung des Glasstabes *EF* der in Fig. 1 bei *F* abgebrochen werden musste. Er trägt in *N* ein Niveau zwischen drei starken Drähten, auf denen die Scheibe *A* angebracht ist, in deren Mittelpunkt, genau senkrecht über dem Stabe *F*, ein kleiner cylindrischer Fortsatz befestigt ist, der oben in *B* einen kleinen kugelförmig ausgehöhlten Rubin trägt, um als Pfanne die Spitze eines Stahlstiftes *C* aufnehmen zu können. Auf das cylindrische Stäbchen *B* können vier Messingscheiben aufgeschoben werden, von denen die Figur bei *D* nur zwei darstellt. Die Gewichte dieser Scheiben betragen 10, 20, 40 und 80 Gramm.

Das bis jetzt beschriebene feste System werde ich künftig das Aräometer nennen. Es trägt noch bei *N* eine kleine Schale, welche zur Aufnahme von Gewichten bestimmt ist, aber in der Figur fehlt.

Die kleine Steinpfanne in *B* trägt, wie bereits bemerkt, die Spitze *C* eines Stahlstiftes *CS*, der in einem durchbohrten Stahlcylinder *ETGH* beweglich ist. Die Fig. 3 stellt einen Durchschnitt dieses Cylinders dar, in welchem dieselben Theile mit denselben Buchstaben wie in Fig. 2 bezeichnet worden sind. Die dünneren Axen *S* und *C* des Stahlstiftes werden durch zwei Rubinringe geführt, welche die Fig. 3 durch die Buchstaben *R* und *P* andeutet. Diese Ringe sind in kleine Stahlscheiben gefasst, welche auf ihren glatten Unterlagen leicht verschiebbar sind und durch vier Stellschraubchen *H* und *E* centriert werden können. Diese Centrirung lässt sich nur genau ausführen, wenn diese Schrauben außerordentlich feine Gewinde tragen. Die Centrirung geschieht mit Hülfe eines Mikroskops, welches an das Gestell angeschraubt werden kann, auf dem der ganze Apparat befestigt ist. Das Mikroskop ist in einer Hülse verschiebbar, deren Axe die Fortsetzung des Stahlstiftes *CS* bildet. Nimmt man die Axe aus dem Gefäße *ETGH* heraus, nachdem der Deckel *C* entfernt worden ist,

und bringt über dem Ringe *P* auf dem Aräometer einen kleinen Glasspiegel an, so lässt sich demselben leicht eine solche Stellung geben, dass er das Tageslicht durch die beiden Ringe *P* und *R* reflectirt. Das Mikroskop wird zunächst auf den Ring *P* eingestellt und mit Hülfe der Stellschrauben erreicht man es bald, dass die Oeffnung des Ringes während der Drehung des Apparats, welche sich mit Hülfe der Darmsaite *KK* bewerkstelligen lässt, still zu stehen scheint. Ebenso lässt sich dann der Ring *R* centriren, nachdem der Deckel *C*, der ihn trägt, wieder auf das Gehäuse aufgesetzt worden ist.

Der stärkere Theil des Stahlstiftes *CS* (Fig. 3, Taf. I) trägt einen kleinen Cylinder *O*, welcher zugleich mit dem Stifte horizontal durchbohrt ist und einen federharten Stahlstab *MM* aufnehmen kann, der sich durch acht kleine Schrauben in *O* befestigten und mit ihrer Hülfe genau horizontal richten lässt. An die Enden des Stahlstabes *M* (Fig. 2 Taf. I) können die Träger *U* angeschraubt werden, auf welche die Luft ihren Widerstand ausüben soll, wenn der Apparat in Rotation versetzt worden ist.

Den Boden des Gefäßes *G* (Fig. 2) bildet ein starker Stahlring, der sich in die Arme *NN* fortsetzt, welche die Gabeln *VV* tragen. Dieser ganze Theil des Apparates ist später viel stärker gearbeitet worden als die Zeichnung angiebt. Die Gabeln bestehen aus Messing und sind innerhalb mit Stahlblech überzogen, welchem die Form einer Schraubenfläche gegeben worden ist, deren Axe mit der Axe des Stahlstiftes *CS* zusammenfällt. Um eine solche Schraubenfläche herzustellen, wurde ein starker Metall-Cylinder benutzt, dessen Durchmesser der Entfernung gleich war, welche die beiden Gabeln von einander haben sollten. In der Mitte war er durchbohrt, so dass er mit sanfter Reibung auf die Büchse *GH* des Gehäuses aufgeschoben werden konnte, nachdem der Deckel *L* entfernt worden war. Die Peripherie des oberen Grundkreises dieses Cylinders war in Grade getheilt und an dem äusseren Mantel befanden sich die beiden Schraubenlinien eingeritzt, welche

die inneren Seitenflächen der Gabeln bilden sollten. Die Gabeln waren dann nach der Krümmung dieser Linien geformt worden, und konnten durch starke Schrauben fest auf den Armen *NN* befestigt werden, so dass sie sich genau an den Cylindermantel und an die auf ihn verzeichneten Schraubenlinien anschlossen. Die Gradtheilung auf dem Cylinder diente dazu, die beiden Gabeln genau diametral einander gegenüber zu stellen. Es wurden drei Paare solcher Gabeln benutzt; am häufigsten die in der Figur verzeichneten, deren Ansteigen  $45^\circ$  betrug, während bei einem zweiten Paare die Schraubenlinie  $26^\circ 34' = \text{arc. tg. } (\frac{1}{2})$  und bei einem dritten  $90^\circ$  mit dem Horizonte bildete.

Zwischen diesen Gabeln sind die kleinen Körper *QQ* beweglich. Sie sind in der Mitte durchbohrt, so dass sie ohne Reibung auf den Stab *MM* aufgeschoben werden können. Kleine Schräubchen *x* dienten dazu sie am Fortgleiten zu hindern. Diese Körper tragen zu beiden Seiten der Durchbohrung in *rr* kleine Rollen, deren Stahlaxen in Rubinen laufen und außerdem durch Steinplättchen am Verschieben gehindert sind. Jeder dieser Körper *Q* trägt also acht Rubinen. Die vorher erwähnten Schrauben, mit denen der Stab *M* (Fig. 3 Taf. I) an die Hülse *O* befestigt ist, dienen zugleich dazu den Stab zu richten und zu bewirken, dass sich die Röllchen beider Körper zugleich an die Schraubenflächen der Gabeln anlegen. Man sieht nun leicht ein, dass wenn der Apparat in Rotation versetzt wird, was auf eine später zu erklärende Weise mit Hilfe des Schnurlaufes *KK* geschehen konnte, die Flugscheiben *U* die Röllchen *Q* auf der Schraubenfläche der Gabeln hinunterschieben, wenn die Rotation von links nach rechts erfolgte und so vermittelst der Axe *CS* das Aräometer hینunterdrücken. Bei einer entgegengesetzten Drehung wird die Axe gehoben und das Aräometer steigt. Diese Senkung und Hebung der Axe und der an ihr befestigten Flugkörper geschieht offenbar mit einem außerordentlich geringen Grade von Reibung, die nur in den Steinringen *P* und *R* und auf den glattpolirten Schraubenflächen der Gabeln

stattfinden kann. Weil der Stab *M* auf einer Schraubenfläche hingleitet, muß natürlich das Gehäuse einen schießen Einschnitt tragen, wie die Fig. 2 Taf. I bei *L* andeutet. Dieser Einschnitt ist jetzt weiter als die Figur angiebt, weil der Stab *M* auch bisweilen zwischen senkrechten Gabeln senkrecht auf- und absteigen sollte.

Um den Apparat möglichst unerschütterlich aufstellen zu können, waren zwei zolldicke nicht ganz gleich lange parallele eiserne Stangen durch die starke Seitenmauer eines Parterre-Zimmers geführt und durch eine eiserne horizontale Scheibe mit einander verbunden. Diese Scheibe stand noch durch eine dritte eiserne Stange mit der Fenstermauer in Verbindung. Mit Hülfe der sehr starken Schraube *O* (Fig. 2 Taf. I) wurde der Apparat auf einem Dreifusse befestigt, der auf der eisernen Scheibe ruhte und durch drei Stellschrauben gerichtet werden konnte. Ich hatte mich überzeugt, dass die Erschütterung des Apparates durch vorüberfahrende Wagen äußerst gering war. Um die Bewegung der Spitze *S* der Axe beobachten zu können, war, etwa ein Meter von ihr entfernt, ein kleines Fernrohr aufgestellt, in dessen Focus sich ein kleines Glasmikrometer mit einer Theilung befand, wie sie die Fig. 4 Taf. I angiebt. Fünf und vierzig Grad der Peripherie des Mikrometers hatten eine Eintheilung in halbe Grade erfahren, damit auch die Richtung gemessen werden konnte, welche die Flugscheiben *UU* mit der Verticale bildeten. Später ist zu diesem Zwecke ein besonderer Apparat construirt worden, weil die Versuche über den Einfluss dieses Winkels auf die Gröfse des Luftwiderstandes nicht ohne Wichtigkeit sind. Das Fernrohr wurde so eingestellt, dass man die Spitze *S* der Axe im Mittelpunkte des Mikrometers oder im Nullpunkte der Scale erblickte, wenn der Apparat in Ruhe war. Wenn das Aräometer um 20 Milligramm beschwert wurde, so sank die Spitze um einen Grad der Theilung herab, so dass also eine Aenderung von 2 Mgr. des Gewichts des Aräometers mit der darauf ruhenden Axe und ihren Flugscheiben, abgeschätzt werden konnte.

Stand die Spitze der Axe im Nullpunkt und man nahm nun die 10 Gramm schwere Scheibe von dem Lager *B* fort, so hob das Aräometer die Axe empor. Wurden dann die Flugscheiben in Rotation versetzt, so drückte die senkrechte Componente des Luftwiderstandes die Axe herab, und wenn jetzt die Spitze *S* wieder im Mittelpunkte des Mikrometers stillstand, dann betrug diese Componente 10gr. und man konnte die Grösse dieses Druckes bis auf  $\frac{1}{5000}$  ihres Werthes abschätzen. Offenbar musste aber die Drehung der Flugscheiben bei einem solchen Versuche auch eine so gleichförmige seyn, dass die Spitze wirklich im Nullpunkte still zu stehen schien. Mit Hülfe der vier Scheiben von 10, 20, 40 und 80 Grm. konnte also ein senkrechter Druck von 150 Grm. gemessen werden.

Es ist nun hier der Ort zu zeigen wie der Apparat in Bewegung gesetzt wurde und wie eine so gleichförmige Drehung der Axe hervorgebracht werden konnte. Es wurde Anfangs ein ziemlich einfaches Laufwerk benutzt. Ein Rad mit 80 Zähnen griff in einen Trilling ein, der 8 Triebstöcke enthielt. Der Trilling setzte ein gut construirtes Rad mit 180 Zähnen in Bewegung, die wieder in einen Trilling mit 25 Zähnen eingriffen, an dem ein Schwungrad befestigt war, welches mehrere Schnurläufe trug. Ueber die Trommel am ersten Rade war eine Hanfschnur gewickelt, die über eine an der Decke des Zimmers befestigte Leitrolle ging und durch Gewichte, in Form von eisernen Scheiben, gespannt werden konnte. Diese Spannung ließ sich bis zu einem Centner steigern. Wenn das Laufgewicht die Höhe des Zimmers durchfallen war, hatte das Schwungrad etwa 700 Umdrehungen gemacht. Die Mittelpunkte der Schnurläufe des Schwungrades und der Flugscheiben standen ohngefähr ein Meter von einander ab. Ueber beide Rollen war eine sehr glatte Darmsaite geschlungen, welche in der Fig. 2 Taf. I durch *KK* angedeutet ist. Obgleich die Flugscheiben bei der Drehung als regulirender Windfang für das Laufwerk dienen konnten, so müsste doch die Bewegung des Schwungrades noch durch eine besondere

sehr einfache Bremsvorrichtung, welche der Beobachter mit der Hand regierte, während er die Spitze der Axe im Fernrohr beobachtete, regulirt werden.

Diese Bewegung des Apparates ließ sich mit der Hand und dem Auge so vollständig beherrschen, daß die Spitze der Axe in jedem Punkte der Scale des Mikrometers festgehalten werden konnte und nur bisweilen ganz kleine Schwankungen machte. Es darf hierbei wohl bemerkt werden, daß es vielfacher und langwieriger Versuche bedurfte, ehe diese Regelmässigkeit der Bewegung hervorgebracht wurde, die um so schwieriger zu erreichen war, als bisweilen eine sehr langsame und dann wieder eine durch alle Grade steigende, selbst mehr als fünfzimal schnellere Drehungen bewirkt werden mußten. Offenbar würde unter diesen Bedingungen ein Laufwerk nicht construirt werden können, welches nur mit Hülfe eines Regulators seine Bewegung längere Zeit constant erhielte, selbst wenn auf seine Herstellung große Summen verwandt werden dürften.

Um die Zahl der Umdrehungen des Apparates zu bestimmen, war am Gehäuse unten bei E (Fig. 2 und 3 Taf. I) eine Schraube ohne Ende angebracht, welche in die Zähne des Rädchen W eingreift. Senkrecht gegen die Ebene des Rädchen war ein kleiner Stahlstift eingelassen, der in der Figur mit z bezeichnet worden ist. Dieser Stift drückte bei der Drehung des Rädchen die Feder i an die Schraube b an, so daß auf diese Weise eine galvanische Kette geschlossen werden konnte, deren Poldrähte mit den Schrauben a und c in Verbindung standen, und durch Elfenbeinplättchen isolirt waren, bis die Feder i ihre metallische Verbindung und damit den Schluss der Kette herstellte.

Das Rädchen hat 25 Zähne und der Stift schließt daher stets nach 25 Umdrehungen der Axe den elektrischen Strom. Um nun diesen Schluss auf einen Papierstreifen zu fixiren wurde ein Registrirapparat benutzt wie ihn die Fabrik von Mayer und Wolf in Wien zum Preise von 120 Thalern sehr zweckmässig herstellt. Dieser Apparat war ein Geschenk des Hrn. Ministers von Mühler für das Königliche

Friedrich Wilhelms Gymnasium. Nach Art des Morse'schen Telegraphen setzt dieser Apparat mit Hülfe eines elektromagnetischen Triebwerks einen Papierstreifen in Bewegung, auf welchem, in der bekannten Weise, die Spitze eines Stahlstiftes den Schluss des Stromes durch einen Punkt markirt.

Eine kleine Pendeluhr, welche  $\frac{3}{4}$  Secunden schlug, ein sogenannter Regulator, war mit einer Unterbrechungsvorrichtung versehen, in ähnlicher Weise wie sie zuerst von Krille für die Altonaer Sternwarte construirt worden ist und in den Astronomischen Nachrichten Bd. 49 oder in Kuhn's Handbuch der angewandten Elektricitätslehre S. 1242 beschrieben wird.

Um das Triebwerk des Registrirapparates, die Uhr und das Zählerwerk des Apparates in Thätigkeit zu versetzen, wurden am bequemsten drei Flaschenelemente mit Kohlen- und Zink-Platten in einer Lösung von saurem chromsaurem Kali benutzt. Die Verbrennung des Quecksilbers durch den galvanischen Strom am Krille'schen Unterbrecher zu beseitigen, gelang nur schwer und unsicher mit Hülfe eines Condensators, dagegen sehr leicht, wenn ein ganz kleines, mit sehr verdünnter Schwefelsäure gefülltes Fläschchen, in welches zwei haarfeine Platindrähte tauchten, in den Uhrstrom eingeschaltet wurde. In ähnlicher Weise ist auch bei dem Apparate der hiesigen Sternwarte der Quecksilberfunke früher beseitigt worden.

Die Versuche wurden nun in folgender Weise ausgeführt. Dicht neben dem Laufwerke, welches die Flugscheiben in Bewegung setzte, war das Fernrohr aufgestellt und neben dem Fernrohr ein Stromunterbrecher, mit dessen Hülfe alle drei Ketten zu gleicher Zeit in und außer Thätigkeit gesetzt werden konnten. Während der Beobachter durch das Fernrohr nach der Spitze *S* der Axe blickte, regulirte er mit der einen Hand durch einen ganz leisen Druck auf die Bremse des Schwungrades die Bewegung des Apparates so, dass die Spitze im Nullpunkte des Mikrometers still zu stehen schien, und setzte dann mit der

andern den Stromunterbrecher in Wirksamkeit, so dass die Uhr ihre Schläge auf dem abrollenden Papierstreifen in gleichen Intervallen markirte, während das Zählerwerk zwischen die Secunden-Schläge stets 25 Umdrehungen des Apparates einzeichnete, wie es die Fig. 5 Taf. I versinnlicht. Die zu den Umdrehungen erforderliche Zeit ließ sich dann, mit Hülfe eines auf Glas getheilten Maassstabes, bis auf hundertel Secunden genau ermitteln.

Die Construction des Apparates wurde bereits Ende des Jahres 1868 begonnen, da er aber stets wesentlichen Abänderungen und Verbesserungen unterworfen werden musste, so haben bis jetzt doch nur etwa 1000 Versuche nach den verschiedensten Richtungen hin ausgeführt werden können.

Es wurden hauptsächlich Versuche mit kleinen kreisförmigen Flugscheiben angestellt, deren Oberfläche  $\frac{1}{25}$  Quadratcentimeter betrug, die also einen Durchmesser von  $56,4^{\text{mm}}$  besaßen. Der Mittelpunkt dieser Scheiben, deren Ebene gewöhnlich senkrecht gestellt wurde, durchlief bei einer Umdrehung etwa ein Meter.

Es überraschte nun zunächst die große Präcision, mit welcher der Apparat gleich Anfangs arbeitete und das Luftwiderstandsgesetz erkennen ließ. Als Beispiel will ich nur eine Versuchsreihe hervorheben.

Bei einem Barometerstande von  $746,5^{\text{mm}}$  und einer Temperatur von  $21,6^{\circ} \text{C}$ . betrug die Umdrehungszeit der Scheiben, wenn ein senkrechter Druck von 10 Gramm auf das Aräometer ausgeübt werden sollte, in Secunden

	Abweichung vom Mittel	
0,31629	+ 0,00113	
0,31452	-	64
0,31446	-	70
0,31482	-	34
0,31542	+	26
0,31545	+	29

im Mittel 0,31516.

Wurde aber ein Druck von 40 Gramm hervorgebracht, dann ergaben sich die Umdrehungszeiten

	Abweichung vom Mittel
0,15817	+ 0,00014
0,15801	- 2
0,15817	+ 14
0,15781	- 22
0,15787	- 16
0,15817	+ 14

im Mittel 0,15803.

Jede dieser zwölf Zahlen ist aus dreihundert Umdrehungen der Flugscheiben ermittelt worden. Wenn der Widerstand der Luft dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional gewesen wäre, so hätte sich, nach der ersten Beobachtung, für die Zeit einer Umdrehung die Hälfte der ersten Zahl, also 0,15758 Secunden ergeben müssen. Diese Zahl weicht aber von der beobachteten nur um 45 hunderttausentel Secunden ab.

Auch als der Druck bis auf 60 Gramm gesteigert wurde, ergaben sich keine gröfseren Abweichungen von dem Newton'schen Gesetze. Gröfseren Drucken sind bis jetzt die kleinen Flugscheiben nicht unterworfen worden, um den Apparat, der noch für viele andere Versuche benutzt werden musste, nicht gleich Anfangs einer gefährlichen Probe zu unterwerfen.

Dagegen gestattete der Apparat auch mit sehr kleinen Geschwindigkeiten zu arbeiten. Bei einem Versuche wurden auf Kreisscheiben vom dünnsten Stahlfederblech, deren Oberfläche 0,5 Quadratdecimeter betrug, starke Papierscheiben von 115<sup>mm</sup> Durchmesser aufgeklebt und mit ihrer Fläche senkrecht der Luft entgegen bewegt. Die Bewegung war so langsam, daß der Luftdruck nur 200 Milligramm ausmachte und ein ganzer Umlauf 6,5484 Secunden erforderte. Der Mittelpunkt der Scheibe hatte bei dieser Bewegung nur eine Geschwindigkeit von 17,1 Centm. Diese Geschwindigkeit erhält ein Körper, der einen Weg von 1,5<sup>mm</sup> durchfallen hat, oder der tiefste Punkt eines Secundenpendels, welches etwa einen Ausschlag von 3° macht.

Wurde nun die Geschwindigkeit beschleunigt, so daß

der Luf  
Umdreh  
Nach d  
3,2742  
Gesetz  
keit be  
von ein  
We  
angestel  
sie do  
allgeme  
kleinen  
del im  
tenz d  
Stab M  
messer  
der Lu  
sorbirte  
scheibe  
war bei  
unterw

Da  
stellung  
parates  
Versuch  
erwähn

Auf  
deren l  
scheibe  
gel mi  
wieder  
waren,  
0,2820  
für die  
machte  
Kegelfl  
derung

der Luftdruck auf 800 Milligramm stieg, so waren zu einer Umdrehung der Scheiben 3,2694 Secunden erforderlich. Nach dem ersten Versuche hätte die Zeit einer Umdrehung 3,2742 Secunden betragen müssen, wenn das Newton'sche Gesetz auch für so kleine Geschwindigkeiten seine Gültigkeit behalten sollte. Diese Zahlen unterscheiden sich aber von einander nur um 0,0043 Secunden.

Wenn nun auch solche Versuche nicht zahlreich genug angestellt worden sind um entscheidend zu seyn, so geben sie doch der Vorstellung keinen Raum, die bisher sehr allgemein gehegt wurde, dass der Widerstand der Luft bei kleinen Geschwindigkeiten, wie sie etwa ein Secundenpendel im tiefsten Punkte seiner Bahn besitzt, der ersten Potenz der Geschwindigkeit proportional seyn sollte. Der Stab *M*, welcher die Flugscheiben trug, hatte einen Durchmesser von 2,9<sup>mm</sup>, und der Theil, welcher dem Widerstände der Luft ausgesetzt war, mäss nur 122<sup>mm</sup>. Dieser Stab absorbierte von dem Drucke von 10 Gramm, der auf die Flugscheiben ausgeführt wurde, ohngefähr 80 Milligramm und war bei seiner Bewegung ganz dem Newton'schen Gesetze unterworfen.

Da es mir jetzt hauptsächlich darauf ankommt, eine Vorstellung zu geben, welche Fragen sich mit Hülfe des Apparates beantworten lassen und die Resultate vollständiger Versuchsreihen erst später mitgetheilt werden können, so erwähne ich nur noch die folgenden Versuche.

Auf die kleinen Flugscheiben wurden Kegel aufgesetzt, deren Höhe 25<sup>mm</sup> betrug und deren Basis mit den Flugscheiben gleichen Durchmesser besaß. Wurden diese Kegel mit der Spitze der Luft entgegen bewegt, so dass sie wieder einem senkrechten Drucke von 10 Grm. ausgesetzt waren, so betrug die Zeit einer Umdrehung im Mittel 0,28200 Secunden, während sie für die Flugscheiben, also für die bloße Basis des Kegels, 0,32250 Secunden ausmachte. Der Luftwiderstand war also bedeutend durch die Kegelfläche verringert worden. Aber eine solche Verminde rung des Druckes trat auch ein, wenn die Basis des Ke-

gels sich der Luft entgegen bewegte, denn jetzt machte der Kegel in 0,30600 Secunden eine Umdrehung.

Es wurden noch hohle kupferne Halbkugeln von 57,3<sup>mm</sup> Durchmesser, also dem der Flugscheiben fast gleich, dem Versuche unterworfen. Bei 10 Gramm Druck auf die convexe Seite der Halbkugeln war die Umdrehungszeit 0,22301 Secunden. Wirkte der Druck auf die concave Seite, so erforderte eine Umdrehung 0,31708 Secunden, war also fast ebenso gross als für eine Scheibe von gleichem Durchmesser mit den Kugeln. Wurden aber jetzt die offenen Seiten der Halbkugeln durch eine Papierscheibe geschlossen, und diese der Luft entgegen bewegt, so machten sie bereits in 0,29632 Secunden eine Umdrehung. Es war also auch jetzt der Lufdruck bedeutend geringer als auf eine Scheibe von gleichem Durchmesser mit den Kugeln.

An Stelle der Flugscheiben wurden kleine Flügelrädchen angebracht, welche sich um eine horizontale Axe drehen konnten, die der Luft senkrecht entgegengeführt wurde. Hemmte man den Flügel durch einen kleinen Riegel an der Drehung und unterwarf sie einem Drucke von 5 Gramm, dann betrug die Zeit eines Umlaufs 0,27527 Secunden. Konnten aber die Rädchen rotiren, dann dauerte bei demselben Drucke die Zeit eines Umlaufes 0,34150 Secunden. Die rotirenden Rädchen erfuhren also einen weit gröfseren Druck als die stillstehenden.

Bald nachdem der Apparat schon mit ziemlicher Sicherheit arbeitete, wurde noch folgender Versuch ausgeführt. Senkrecht über der Spitze S der Axe war eine kreisförmige horizontale Glasscheibe von 42 Centimeter Durchmesser angebracht, deren Mittelpunkt bis auf eine beliebige kleine Entfernung der Spitze S der Axe genähert werden konnte. Wenn jetzt die vorhin erwähnten gröfseren Stahlblechscheiben unter einem Drucke von 20 Gramm rotirten, so machten sie in 0,33845 Secunden eine Umdrehung. Wurde aber die Glasscheibe der Spitze bis auf 65<sup>mm</sup> genähert, dann nahm diese Zeit bis auf 0,32741 Secunden ab. Blieb die Glasscheibe nur noch 38<sup>mm</sup> von der Spitze entfernt, dann

sank diese Zahl sogar bis auf 0,31451 Secunden. Die Nähe dieser Glasscheibe verminderte dann also den Luftdruck bedeutend.

Alle diese Versuche sind nur vorläufig angeführt worden, um darauf aufmerksam zu machen, wie mannigfaltig die Fragen sind, welche der Apparat mit großer Sicherheit zu beantworten vermag.

Erst nachdem schon eine größere Reihe von Versuchen angestellt worden war, konnte ermittelt werden, ob der Apparat empfindlich genug sey, um den Einfluss des Barometerstandes auf so kleine Kreisflächen von nur 56,4<sup>mm</sup> Durchmesser bemerklich zu machen. Es stellte sich nun in der That ganz sicher heraus, nachdem die Versuche mehrere Monate lang fortgesetzt worden waren, dass bei Anwendung dieser kleinen Flugscheiben und einem Drucke von 10 Gramm die Zeit der Umdrehung um 0,00022 Secunden vergrößert wurde, wenn das Barometer um 1<sup>mm</sup> stieg. Ein sorgfältiger Einblick in die gewonnenen Resultate ergab auch einen sehr sichtbaren Einfluss des Temperaturunterschiedes.

Eine Erhöhung der Temperatur der Luft um 1° C. brachte nach einer vorläufigen Rechnung eine Verminderung von 0,00060 Secunden in der Umlaufszeit hervor. Wie später gezeigt werden wird, ließen sich diese Resultate auch aus einer theoretischen Betrachtung ableiten.

Die Mehrzahl der bis jetzt angestellten Versuche habe ich mit Beihilfe des Hrn. Dr. Bruns, eines jungen Astronomen, eines meiner talentvollsten Schüler, ausgeführt. Seiner geschickt durchgeführten Rechnung verdanke ich auch die genauere Ermittelung des Einflusses der Temperatur aus einer verhältnismässig nicht sehr großen Zahl von Beobachtungen, wobei er zugleich die richtige Erklärung dieses Einflusses aussprach. Auch um die Construction einzelner Theile des Apparates hat er sich entschiedene Verdienste erworben. Jetzt wo er seiner Militärpflicht obliegt, vermisste ich seine Hilfe sehr schmerzlich.

Aufserdem verdanke ich dem reichen Schatze mechani-

scher und technischer Kenntnisse des Hrn. Halske, des Mitbesitzers der berühmten Telegraphenbauanstalt von W. Siemens und Halske, die wesentlichsten und freundschaftlichsten Unterstützungen und Rathschläge. Ich muß gestehen, daß ich kaum ohne seine Hilfe an die Ausführung eines so schwierigen Uebernehmens hätte denken können, da ich Anfangs die Construction des Apparates aus eigenen Mitteln zu bewerkstelligen suchte. Auch dem Director unserer Sternwarte, Hr. Prof. Förster, der lebhaften Anteil an meinen Versuchen nahm, bin ich für seine Unterstützung mit sehr wichtigen Apparaten, dankbar verpflichtet.

Schließlich mußt ich noch die vortreffliche Ausführung der Haupttheile des Apparates durch Herrn Mechaniker Fueß dankend hervorheben. Eine ebenfalls höchst elegante Construction kleinerer Hülfsapparate hat Hr. Mechaniker Wanschaffe ausgeführt.

---

## II. Ueber die innere Reibung der Gase; von Oskar Emil Meyer.

---

### Dritte Abhandlung.

Ueber Maxwell's Methode zur Bestimmung der Luftreibung.

In meinen beiden ersten Abhandlungen über die Reibung der Gase<sup>1)</sup> hatte ich mir die Aufgabe gestellt, »durch Messungen festzustellen, in welcher Weise die Constante der inneren Reibung der Luft von dem Drucke und der Temperatur der Luft abhängt;« und ich habe diese Aufgabe so gelöst, daß ich aus eignen Schwingungs- und aus Graham's Transpirations-Beobachtungen nachgewiesen habe,

1) Pogg. Ann. Bd. 125, 1865 und Bd. 127, 1866. Vorher im Auszuge veröffentlicht, im amt. Bericht über die 38. Naturf. Versammlung in Stettin 1863, S. 141.

*dass die Constante vom Drucke unabhängig ist und mit der Temperatur wächst.*

Den absoluten Werth dieser Constanten konnte ich durch die angewandten Methoden nur angenähert bestimmen. Die Methode, nach welcher ich die Berechnung meiner Schwingungsbeobachtungen ausgeführt habe, liefert wahrscheinlich etwas zu grosse Werthe. Man findet nach dieser Methode nicht direct die Reibungsconstante  $\eta$ , sondern ihre Quadratwurzel. Für diese ergab sich als wahrscheinlichster Werth<sup>1)</sup>

$$\sqrt{\eta} = 0,017,$$

bezogen auf Centimeter, Zeitsecunden und die Dichtigkeit des Wassers als Einheiten; aus dieser Zahl findet man

$$\eta = 0,000275.$$

Andererseits erhält man aus Transpirations-Beobachtungen wahrscheinlich einen etwas zu kleinen Werth. Aus einer Beobachtung Graham's<sup>2)</sup>), die bei 60° F. oder 15°,5 C. angestellt worden ist, habe ich den Werth<sup>3)</sup>

$$\eta = 0,000178$$

berechnet, aus welchem

$$\sqrt{\eta} = 0,0133$$

folgt.

Aus meinen bisherigen Arbeiten ist also über den absoluten Werth des Reibungscoefficienten der atmosphärischen Luft nur zu schließen, dass derselbe zwischen solchen Gränzen enthalten ist, dass seine Quadratwurzel zwischen

$$0,013 \text{ und } 0,017,$$

er selbst zwischen

$$0,00018 \text{ und } 0,00027$$

liegt.

Später hat Maxwell eine Abhandlung<sup>4)</sup> veröffentlicht, in welcher er ebenfalls das von ihm bereits früher theore-

1) Pogg. Ann. Bd. 125, S. 576.

2) Phil. Trans. 1846, S. 600 und 601.

3) Pogg. Ann. Bd. 127, S. 365.

4) Phil. Trans. 1866.

tisch hergeleitete<sup>1)</sup> Gesetz, daß der Reibungscoefficient eines Gases vom Drucke unabhängig ist und mit steigender Temperatur zunimmt, durch neue Beobachtungen beweist. Durch eine, der meinigen sehr ähnliche Beobachtungs-Methode findet er den Werth des Reibungscoefficienten, wie er glaubt, bis auf  $\frac{1}{3}$  Proc. seiner Gröfse genau. Das Ergebniss seiner Beobachtungen enthält die Formel

$$\eta = 0,0001878 (1 + 0,00365 \cdot \vartheta),$$

in welcher  $\vartheta$  die Temperatur in Centesimalgraden bedeutet.

Diese Formel liefert Werthe der Reibungsconstante, welche sich in der That innerhalb der durch meine Beobachtungen gesteckten Gränzen bewegen. Ihre Richtigkeit kann daher kaum bezweifelt werden.

Trotzdem habe ich für nützlich gehalten, Maxwell's Versuche mit meinem früher benutzten Apparate, den ich dem Maxwell'schen gleich habe einrichten lassen, zu wiederholen. Der nächste Grund zu diesem Unternehmen war die Ueberlegung, daß eine Wiederholung der Versuche mit einem anderen Apparat die beste Sicherheit gegen etwa noch vorhandene constante Fehler gewähre.

Dazu kam ein auf Erfahrung gegründetes Bedenken gegen Maxwells Beobachtungen. Er hat, wie ich, die Luftreibung gemessen durch ihren Einfluß auf die Schwingungen runder Scheiben, welche horizontal, um eine verticale Axe drehbar aufgehängt waren. Zur Aufhängung hat Maxwell einen einzigen Drath verwandt, durch dessen Torsion die Scheiben in Schwingungen versetzt wurden. Diese Kraft ist bekanntlich höchst veränderlich und dazu sehr unregelmäßig veränderlich.

Noch veränderlicher als die Torsionskraft eines Drahtes ist seine Zähigkeit oder, wenn man lieber will, seine innere Reibung. So ist nicht allein die Schwingungszeit eines an einem Faden aufgehängten Apparates sehr veränderlich, sondern noch weit mehr die Geschwindigkeit, mit der die

1) *Phil. mag. 4<sup>th</sup> ser. Vol. 19, 1860, p. 31.* Vergl. auch meine erste Abh. *Pogg. Ann. Bd. 125, S. 586* und Maxwell, *Phil. mag. Vol. 35, 1868, S. 211.*

Größe  
Drahtes  
achtet,  
parates  
Luft<sup>1)</sup>.

Solo  
meinen  
Fäden  
sondern  
Schwing.  
Aufhäng.  
der An.  
werden  
sey u.  
sicher  
biflare

Ma  
der me  
parates  
auch v  
dieser  
selben  
hende  
bracht  
in die  
fel, in  
wurde  
durch  
ruhen  
benutzt  
nen S

Di  
beding

1) P

2) M

Phi

Pogg

Größe seiner Schwingungen in Folge der Zähigkeit des Drahtes allmählich abnimmt. Ich habe sogar einmal beobachtet, dass die Schwingungen eines so aufgehängten Apparates im luftleeren Raum rascher abnahmen, als in der Luft<sup>1)</sup>.

Solche Unregelmässigkeiten zu vermeiden, habe ich bei meinen Versuchen den Scheiben-Apparat immer an zwei Fäden aufgehängt, damit nicht die veränderliche Torsion, sondern die constante Schwerkraft die Ursache seiner Schwingungen sey, und dass die Zähigkeit der sehr dünnen Aufhangungsdrähte verschwindend wenig auf die Abnahme der Amplituden einwirke. Aehnliche Unregelmässigkeiten werden auch bei Maxwell's Beobachtungen vorgekommen seyn und werden beigetragen haben, seine Messungen unsicher zu machen. Ich habe deshalb seine Versuche bei bifilarer Aufhängung des Apparats wiederholt.

Maxwell's Beobachtungsmethode unterscheidet sich von der meinigen nur durch eine geringe Veränderung des Apparates. Zwischen den drei schwingenden Scheiben des auch von mir benutzten Apparates, der auf Taf. II Bd. 125 dieser Annalen abgebildet ist, sowie über und unter denselben werden nach Maxwell's Methode noch 4 feststehende in gleichen Entfernung von den beweglichen angebracht<sup>2)</sup>. Aehnlich wie Maxwell traf ich die Einrichtung, dass in die Deckplatte *d* meines Apparates, Fig. 2 und 5, jener Tafel, innerhalb der Glocke von unten her 3 Stäbe eingeschraubt wurden; auf jedem dieser Stäbe sind vier kleine Schieber durch Schräubchen zu befestigen; auf diesen Schiebern ruhen die festen Scheiben. Ich wählte Glasscheiben und benutzte gleicher Weise meinen mit Glasscheiben versehenen Scheiben-Apparat zu den Messungen.

Diese scheinbar geringfügige Äenderung des Apparates bedingt aber eine erhebliche Veränderung der Formel,

1) Pogg. Ann. Bd. 125, S. 204.

2) Man vergleiche die zu seiner Abhandlung gehörige Figurentafel XXI d. Phil. Trans. v. 1866.

welche die Theorie zur Berechnung der Beobachtungen liefert. Maxwell hat hierdurch den grossen Vortheil vor mir gewonnen, dass seine Formel direct zur Kenntniß des Reibungscoëfficienten selbst führt, während die für meine Methode gültige Formel zunächst die Quadratwurzel und aus dieser erst den Coëfficienten selbst liefert, dessen Fehler demnach verdoppelt wird.

Einen anderen Vorzug seiner Methode vor meiner sucht Maxwell darin, dass es bei der seinigen besser gelingen soll, denjenigen Theil der Luftreibung zu berücksichtigen, durch welchen Bewegung über den Rand der Scheiben hinaus übertragen wird. Er giebt hierfür eine Correction an, welche indes, wie bereits von Bertram<sup>1)</sup> richtig hervorgehoben worden ist, auf eine nicht hinreichend motivirte Weise berechnet worden ist. Ich kann deshalb den Vorzug nicht als nennenswerth anerkennen. Jedoch glaube ich in dem geringen Betrage der immerhin angenähert richtigen Correction Maxwell's einen Grund dafür sehen zu dürfen, dass der entsprechende Fehler meiner älteren Beobachtungen nicht viel grösser seyn wird.

Die neuen Beobachtungen, welche ich nach Maxwell's Methode anstellte, bestehen aus zwei verschiedenen Reihen. Die erste Reihe, welche am 21. und 22. April 1868 ausgeführt wurde, umfasst fünf Beobachtungen. Es wurden zuerst die drei schwingenden Scheiben, von einander getrennt, in 10<sup>mm</sup> Entfernung von den festen Scheiben aufgehängt und die Abnahme ihrer Schwingungen in regelmässigen Zeiträumen beobachtet. Darauf wurden die Scheiben näher zusammengerückt, so dass die Entfernung der festen und der beweglichen 5<sup>mm</sup> betrug, und ebenso die jetzt rascher abnehmenden Amplituden von Zeit zu Zeit abgelesen. In einer dritten Beobachtung lagen die drei schwingenden Scheiben dicht aufeinander in einer Entfernung von 5<sup>mm</sup> von zwei festen. Bei einer vierten Beobachtung waren die schwingenden Scheiben durch einige dazwischen gebrachte

1) Fortschritte der Physik im Jahre 1866. Berlin 1869, S. 544.

Tropfen  
einigt.  
achtung  
den feste

Die  
21. Augu  
achtungen  
genden S  
rend bei  
einer ein  
Abstand

Ich v  
tudenrei  
Jedoch s  
nicht hof  
Resultate  
Beobacht  
war nich  
zontalen  
achten w  
kungen o  
worden.

Jedoc  
trag dies  
es doch  
Gesetz e  
nützt die  
gungen k  
wegungen  
die Abna  
bedingen

Ist di  
ring, so i  
klein von  
Der Einf  
Geschwin

Tropfen Oel noch inniger zu einer einzigen Scheibe vereinigt. Von dieser unterschied sich die letzte fünfte Beobachtung nur dadurch, dass der Abstand der Scheiben von den festen auf 10<sup>mm</sup> vergrößert wurde.

Die andere Reihe von Beobachtungen machte ich am 21. August desselben Jahres. Sie umfasst nur zwei Beobachtungen, von denen die eine mit drei getrennt schwingenden Scheiben zwischen vier festen angestellt wurde, während bei der zweiten die drei schwingenden, durch Oel zu einer einzigen vereinigt, zwischen zwei festen hingen. Der Abstand betrug bei beiden Beobachtungen 3,2<sup>mm</sup>.

Ich versuchte zunächst, ob sich die gemessenen Amplitudenreihen durch eine geometrische Reihe darstellen ließen. Jedoch schlug dieser Versuch so vollständig fehl, dass ich nicht hoffen durfte, auf diese Weise zu übereinstimmenden Resultaten zu gelangen, ja sogar lange Zeit die auf diese Beobachtungen verwendete Mühe für verloren hielt. Es war nicht zu erkennen, dass die Regelmässigkeit der horizontalen Oscillationen der Scheiben, welche ich hatte beobachten wollen, durch die periodischen Hebungen und Senkungen des bifilar aufgehängten Apparates waren gestört worden.

Jedoch, wenn es auch sehr schwer seyn mag, den Beitrag dieser Störungen analytisch streng zu berechnen, so ist es doch sehr leicht, dieselben auszusondern und das reine Gesetz einer geometrischen Reihe herzustellen. Dazu genügt die Bemerkung, dass die Grösse der störenden Bewegungen klein ist im Verhältnis zu den regelmässigen Bewegungen, d. h. den Bewegungen, welche, für sich allein, die Abnahme nach dem Gesetze einer geometrischen Reihe bedingen würden.

Ist die Geschwindigkeit der schwingenden Scheiben gering, so ist die störende Hebung oder Senkung mindestens klein von derselben Ordnung, wenn nicht erheblich kleiner. Der Einfluss dieser kleinen Störungsursache auf die kleine Geschwindigkeit der Scheiben ist eine kleine Grösse zwei-

ter Ordnung, welche vom Quadrate der kleinen Geschwindigkeit abhängt<sup>1)</sup>.

Die Reibung bei der horizontalen Bewegung bringt eine Abnahme derselben hervor, welche der Bewegung selbst proportional ist, d. h. eine Abnahme in geometrischer Reihe. Jene vom Quadrate der Geschwindigkeit abhängenden Störungsbewegungen fügen eine Vermehrung der Abnahme hinzu, welche dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional ist. Die Abnahme der Geschwindigkeit der Scheiben besteht also in jedem Augenblicke aus zwei Gliedern, von denen das hauptsächlichste der Geschwindigkeit selbst, ein anderes dem Quadrate derselben proportional sich ändert. Da nun die Geschwindigkeit der Schwingungsamplitude proportional ist, so wird sich die Amplitude von Schwingung zu Schwingung um einen Theil vermindern müssen, welcher aus einem der Amplitude selbst und einem anderen dem Quadrate derselben proportionalen Gliede zusammengesetzt ist.

So ergiebt sich dasselbe Gesetz für die Abnahme der Amplituden, welches ich in meiner letzten Abhandlung<sup>1)</sup> für die Schwingungen einer Pendelkugel aufgestellt habe. In dieser Abhandlung habe ich nach Gronaus Vorgange nachgewiesen, dass aus diesem Gesetze sich ein anderes herleiten lässt, welches das einer geometrischen Reihe als speciellen Fall enthält. Dieses Gesetz wird durch die Formel

$$\log \text{nat} \left( \frac{\varPhi}{\varphi} \frac{1 + \beta \varphi}{1 + \beta \varPhi} \right) = p \varepsilon$$

ausgedrückt, in welcher  $\varPhi$  die anfängliche Grösse der Amplitude,  $\varphi$  dieselbe nach Verlauf von  $p$  Schwingungen,  $\beta$  und  $\varepsilon$  konstante Zahlen bedeuten; letztere,  $\varepsilon$ , ist das logarithmische Decrement in einer etwas allgemeineren Bedeutung, als gewöhnlich, wo man  $\beta = 0$  zu setzen pflegt.

Diese Formel habe ich zur Berechnung meiner Beob-

1) Dasselbe ergiebt sich unmittelbar beim Anblicke der Gleichungen (1.) S. 241 meiner Abhandlung in Crelle's Journal für Mathematik, Bd. 59, 1861.

1) Pogg. Ann. Bd. 142, 1871.

achtungen benutzt und zu meiner Freude eine sehr große Uebereinstimmung zwischen beiden gefunden. Als Beispiel erlaube ich mir die vollständigste der Reihen herzusetzen, nämlich diejenige Reihe von Schwingungen, welche ich beobachtete, als die drei beweglichen Scheiben, von einander getrennt, zwischen vier festen im Abstande von 3,2<sup>mm</sup> hingen.

n	Ampl.	Log.	Log. Decr.
0	896,5		
1	867,6	0,01326	0,01326
2	838,7	0,02701	1350
3	809,0	0,04170	1390
4	784,6	0,05417	1354
5	759,5	0,06745	1349
6	735,6	0,08054	1342
7	712,0	0,09393	1342
8	689,7	0,10700	1337
9	667,7	0,12035	1337
10	647,0	0,13333	1333
11	626,1	0,14688	1335
12	606,3	0,16016	1335
13	587,5	0,17320	1332
14	568,0	0,18722	1337
15	550,5	0,20021	1335
16	533,4	0,21335	1333
17	516,3	0,22692	1335
18	500,0	0,24028	1335
19	484,3	0,25362	1335
20	469,3	0,26676	1334
21	454,1	0,28055	1336
22	440,0	0,29376	1335
23	426,6	0,30673	1334
24	413,7	0,31963	1332
25	400,5	0,33326	1333
26	387,6	0,34708	1338
27	375,5	0,36029	1334
28	363,7	0,37386	1335
29	352,8	0,38670	1333
30	341,5	0,40045	1335
31	330,8	0,41389	1336
32	320,6	0,42714	1335
33	310,7	0,44042	1335
34	300,8	0,45415	1333
35	291,3	0,46776	1336
36	282,3	0,48108	1336
37	273,8	0,49406	1335
38	265,7	0,50683	1334
39	256,9	0,52116	1336
40	249,2	0,53409	1385

In dieser Tabelle enthält die mit der Ueberschrift Amplitude versehene Column die aus den Spiegelablesungen berechneten Werthe des vollen Schwingungswinkels, also der *Doppel-Amplitude* in Minuten. Es sind *alle* Schwingungen beobachtet worden. Daraus folgt, daß die in der ersten Reihe stehenden Zahlen  $n$  den halben Werth von  $p$  darstellen. In der dritten Column ist der Werth des in der Formel vorkommenden Logarithmus, jedoch in Briggs'schen Logarithmen, angegeben:  $\beta$  ist = 0,0000815 gesetzt. Die letzte Zahlenreihe unter der Ueberschrift log. Decr. enthält den Quotienten dieses Logarithmus, dividirt durch die Ordnungszahl  $n$  der ersten Column; sie enthält also streng genommen nicht das logarithmische Decrement, sondern den doppelten Werth, multiplizirt mit dem Modulus 0,43429.

Den angenommenen Werth von  $\beta$  habe ich auf folgende Weise erhalten. Bezeichnet  $m$  den größten Werth von  $n$ , also in unserem Falle 40, so sieht man leicht, daß man zur Bestimmung von  $\beta$  hat

$$\log \frac{\varphi_n^{-1} + \beta}{\varphi^{-1} + \beta} = \log \frac{\varphi_n^{-1} + \beta}{\varphi_{n-n}^{-1} + \beta},$$

woraus folgt

$$\beta = \frac{\varphi_n^{-1} \varphi_{n-n}^{-1} - \varphi^{-1} \varphi_{n-n}^{-1}}{\varphi^{-1} + \varphi_n^{-1} - \varphi_n^{-1} - \varphi_{n-n}^{-1}}$$

Aus den  $\frac{1}{2}m = 20$  auf diese Weise erhaltenen Werthen  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  usw. habe ich nach Anleitung der Formel

$$\frac{1}{2}m(m+1)\beta = \Sigma n\beta_n$$

einen wahrscheinlichen Mittelwerth gezogen, und dieser ist die obige Zahl  $\beta = 0,0000815$ .

Die letzte Zahlenreihe der Tabelle zeigt, daß die Berechnung der Beobachtungen nach dieser Methode äußerst constante Werthe des logarithmischen Decrments ergibt. Auf dieselbe Weise habe ich die übrigen angestellten Beobachtungen berechnet und überall ähnliche Uebereinstimmung gefunden. Die Resultate enthält folgende Zusammenstellung.

## Erste Versuchsreihe.

Vers.	Scheiben	Abstand	$\varepsilon$	$\beta$	Temp.	Barom.	
1	getrennt	10 mm	0,00284	0,000163	15°,8 C.	751,3	12
2	"	5	469	071	17 ,1	751,9	8
3	vereinigt	5	200	370	18 ,4	755,1	13
4	mit Oel	5	197	370	18 ,6	754,9	10
+ 5	"	10	107	361	18 ,6	754,8	12

## Zweite Versuchsreihe.

6	getrennt	3,2	0,00668	0,000081	25 ,0	753,2	41
7	{ vereinigt }	3,2	246		97 25 ,1	752,8	35

Die Werthe des logarithmischen Decrementen  $\varepsilon$  sind in Briggs'schen Logarithmen angegeben. Der Barometerstand ist auf 0° reducirt. Die Zahl in der letzten Columne giebt die Anzahl der beobachteten Schwingungen an, dient also als Maafsstab der Genauigkeit der Bestimmungen.

Ausser den aufgeföhrten Ergebnissen der Beobachtungen ist noch zu erwähnen, dass die Dauer  $T$  einer Schwingung des Apparates 9,57 Secunden betrug. Die übrigen zur Berechnung der Reibung der Luft nöthigen Zahlen sind bereits in meiner ersten Abhandlung angegeben.

Vergleicht man das Ergebniss des dritten mit dem des vierten Versuches, so sieht man nur in  $\varepsilon$  einen äufserst geringen Unterschied. Bei zwei analogen Versuchen nach meiner Methode, die ich früher mit anderen Scheiben angestellt habe, fand ich die Werthe  $\varepsilon=0,00155$  und  $\varepsilon=0,00141^1$ ), deren Unterschied einen bedeutend gröfseren Bruchtheil ihres Werthes bildet. Dieser Unterschied kommt auf Rechnung der Reibung derjenigen Luft, welche in dem engen Zwischenraum zwischen den Scheiben enthalten ist. Man erkennt, dass dieser Einfluss verschwindend klein ist gegen den der Reibung an den äufseren Scheibenflächen, wenn

1) Pogg. Ann. Bd. 125, S. 566.

diese letztere durch Maxwell's feststehende Scheiben vergrößert worden ist.

Zur Berechnung der Reibung liefert Maxwell's Theorie seiner Methode eine Formel von der Gestalt

$$2Ma(\varepsilon - k) = \frac{1}{2}\pi N(R + a)^4(1 + \psi)T\eta.$$

In derselben ist  $M$  das Trägheitsmoment des Apparats,  $a$  der Abstand der festen von den beweglichen Scheiben,  $N$  die Anzahl der der Luftreibung ausgesetzten Scheibenflächen,  $R$  der Radius der Scheiben,  $\alpha$  eine Correction wegen des Randes,  $\psi$  ebenfalls eine Correction von geringem Betrage,  $T$  die Schwingungszeit; endlich ist  $\eta$  der gesuchte Reibungscoëfficient der Luft und  $k$  der unbekannte Theil des logarithmischen Decrements, welcher nicht von der Reibung, sondern von anderen Widerständen abhängt;  $\varepsilon$  und  $k$  sind auf natürliche Logarithmen umgerechnet einzuführen.

Nach Anleitung dieser Formel habe ich die Beobachtungen 1, 2, 4 und 5, nach der Methode der kleinsten Quadrate combinirt, zur Berechnung von  $\eta$  und  $k$  verwandt. Ich habe erhalten

$$\begin{aligned}\eta &= 0,000197, \\ k &= 0,00029;\end{aligned}$$

die erstere Zahl enthält die früheren Einheiten, Centimeter, Secunden und die Dichtigkeit des Wassers,  $k$  bezieht sich auf Briggs'sche Logarithmen. Aus diesen Werthen habe ich rückwärts diejenigen von  $\varepsilon$  berechnet.

Versuch	berechnet	beobachtet	Differenz
1	0,00294	0,00284	- 0,00010
2	0,00467	0,00469	+ 0,00002
4	0,00177	0,00197	+ 0,00020
5	0,00119	0,00107	- 0,00012.

Nach derselben Theorie habe ich aus den Versuchen 6 und 7 berechnet

$$\begin{aligned}\eta &= 0,000190, \\ k &= 0,00036.\end{aligned}$$

Die Resultate beider Versuchsreihen stimmen untereinander befriedigend überein. Ebenso stimmen sie fast voll-

ständig mit den Angaben Maxwell's überein, aus dessen Formel man für 18° C.

$$\eta = 0,000200$$

erhält. Diese Zahl hat inzwischen noch eine andere Bestätigung durch meine Beobachtungen über die Schwingungen einer Pendelkugel in der Luft erhalten. Die Richtigkeit dieser Bestimmung kann also nicht zweifelhaft seyn.

Doch bezweifle ich, dass ihre Genauigkeit wirklich so gross ist, wie Maxwell annimmt, bis auf weniger als 1 Proc. des Werthes. Meine Beobachtungen bestätigen dies wenigstens nicht. Dann würde es auch zweifelhaft scheinen, ob der Reibungscoefficient der Gase wirklich der absoluten Temperatur proportional zunimmt. Auf diesen Punkt hoffe ich demnächst zurückkommen zu können.

Die neue genauere Bestimmung des Reibungscoefficienten der atmosphärischen Luft macht zugleich eine Verbesserung derjenigen Werthe nöthig, welche ich in meiner zweiten Abhandlung<sup>1)</sup> für die Reibungscoefficienten anderer Gase angegeben habe. Die verbesserten Werthe enthält nachfolgende Tabelle.

Auf die Schlüsse, welche mein Bruder Lothar Meyer<sup>2)</sup> und Alexander Naumann<sup>3)</sup> aus den relativen Werthen dieser Zahlen gezogen haben, hat diese Aenderung keinen Einflus.

1) Pogg. Ann. Bd. 127, S. 378.

Eine andere Verbesserung dieser Abhandlung besteht darin, dass auf Seite 367 für den Gleitungscoefficienten  $\zeta$  der Luft an Glas jetzt der viel kleinere Werth 0,000021 zu setzen seyn würde. Endlich ist auf Seite 377 durchgehends der Gleitungscoefficient  $\zeta$  und der Coefficient  $E$  der äusseren Reibung verwechselt worden. Es sollte dort heißen, dass alle Gase vermutlich einen gleichen Gleitungscoefficienten besitzen. (Vergl. Fortschr. d. Physik 1866, 22. Jahrg. S. 543). Doch sind alle diese Schlüsse sehr zweifelhaft.

2) Ann. Chem. Pharm. Suppl. Bd. V, S. 129.

3) Ebendaselbst S. 252.

	Transpirations- Coëfficient	Reibungs- Coëfficient
Sauerstoff	1,000	0,000223
Luft	0,899	200
Stickoxyd	0,878	196
Stickstoff	0,873	194
Kohlenoxyd	0,870	194
Kohlensäure	0,755	168
Stickoxydul	0,752	168
Chlorwasserstoff	0,736	164
Chlor	0,687	153
Schweflige Säure	0,654	145
Schwefelwasserstoff	0,616	137
Sumpfgas	0,555	126
Methylchlorid	0,547	122
Oelbildendes Gas	0,516	115
Ammoniak	0,511	114
Cyan	0,506	113
Aethylchlorid	0,409	111
Methyläther	0,483	107
Wasserstoff	0,439	098

Breslau, den 5. April 1871.

### III. *Ueber Fluorescenz; von E. Lommel.*

(Aus d. Sitzungab. d. physikal.-medicin. Soc. zu Erlangen, Febr. 1871,  
von Hrn. Verf. übersandt.)

I. Es wird mit Recht behauptet, dass die Lehre vom Licht unter den physikalischen Disciplinen die vollendetste sey; die scheinbar verwickeltesten Erscheinungen der Beugung, der Doppelbrechung und Rotationspolarisation lassen sich vollständig aus mechanischen Principien erklären. Eine Gruppe anziehender Lichtphänomene, welche man unter dem Namen »Fluorescenz« zusammenfasst, macht jedoch

hievon eine Ausnahme. Das sanfte blaue Licht der besonnten Chininsalze, ebenso wie der blutrothe Schimmer der Blattgrünlösung blieben uns, so umfassende experimentelle Untersuchungen wir auch darüber besitzen, theoretisch noch theilweise oder gänzlich in Geheimniß gehüllt.

Vielleicht kann es zur Anbahnung des Verständnisses der Fluorescenzerscheinungen Einiges beitragen, wenn ich die theoretischen Anschauungen hier mittheile, welche ich mir über diesen Gegenstand gebildet habe.

Ich glaube dies am besten thun zu können, indem ich anknüpfe an die Untersuchung einer Fluorescenzerscheinung, welche sich durch ungewöhnliche Farbenpracht und Lichtstärke auszeichnet.

Hr. Prof. Zech zeigte auf der Naturforscherversammlung zu Innsbruck im Jahre 1869 die alkoholische Lösung einer Anilinfarbe, *Magdalaroth* (*Rose de Magdala*) vor, welche prachtvoll orangegelb fluorescirt.

Um die Umstände dieser Fluorescenz genauer kennen zu lernen, wurde zuerst nach der Methode des Hrn. Pierre<sup>1)</sup> ein reines Sonnenspectrum auf der freien Oberfläche der Flüssigkeit entworfen. Der Spalt, sowie die brechende Kante des Flintglasprismas, war vertical, der aus dem letzteren austretende Farbenfächer wurde durch ein total reflectirendes Prisma nach unten geworfen. Die Fluorescenz beginnt zwischen C und D und erstreckt sich ohne Unterbrechung in derselben orangegelben Nuance bis über das violette Ende des Spectrums hinaus; sie ist weitaus am stärksten im Grüngelb hinter D, nimmt dann wieder ab und erreicht im Grün, zwischen E und b, ein zweites weniger lichtstarkes Maximum; von da an wird das Fluorescenzlicht immer schwächer, scheint jedoch im Violett nochmals zu einem dritten wenig ausgeprägten Maximum anzuschwellen, und verschwindet nachher allmählig im Ultraviolet. Nun wurde dieses »fluorescirende« Spectrum durch eine Cylinderlinse zu einem schmalen Streifen zusammengezogen, in welchem die Fraunhofer'schen Linien noch deutlich zu erkennen

1) Sitzungsberichte der Wiener Akad. Bd. LIII, II. Abth.

waren, und dann durch ein Prisma à *vision directe*, dessen brechende Kante mit dem Spectralstreifen parallel lief, betrachtet. Das »abgeleitete« Spectrum des Fluorescenzlichtes enthielt Roth, Orange, Gelb und Grünlichgelb, wovon das Gelb am intensivsten war. Das Roth, mit welchem es anfing, schien der nämlichen Stelle des abgelenkten Sonnen-spectrums zu entsprechen, bei welcher im fluorescirenden Spectrum die Fluorescenz beginnt.

Das Fluorescenzlicht des Magdalaroths ist so intensiv, dass es sich selbst im gewöhnlichen Tages- oder Kerzenlicht spectroskopisch untersuchen lässt. Ich benutzte hiezu theils das Merz'sche Universalspectroskop, um die fluorescirende Flüssigkeit von oben zu betrachten, theils ein gewöhnliches Steinheil'sches Spectroskop, dessen Spalt auf die in einem Glasgefäß befindliche Flüssigkeit gerichtet wurde. Bei der letzteren Beobachtungsart war ein störender Einfluss des an der Oberfläche des Glases zerstreuten Lichtes nicht hinderlich, weil dasselbe, an sich schon weit schwächer als das Fluorescenzlicht, durch die Dispersion noch mehr geschwächt wurde; ebenso wenig konnte das Fluoresciren des Glases selbst die Beobachtung beeinträchtigen, namentlich wenn Kerzenlicht zur Anwendung kam. Die Scale des Steinheil'schen Spectroskops war so gestellt, dass die Fraunhofer'schen Linien folgende Stellen einnahmen:

B	28
C	34
D	50
E	71
F	90
G	137
H	162.

Auf diese Zahlen wurden die Messungen mit dem Spitzens-mikrometer, womit das Merz'sche Spectroskop ausgerüstet ist, reducirt.

Das Fluorescenzlicht beginnt hienach schwach bei 35,

wächst an Intensität bis unmittelbar vor *D*, nimmt dann wieder rasch ab und verschwindet bei 53.

Da das Natriumlicht (*D*) zu den Strahlen gehört, welche die Fluorescenz des Magdalaroths erregen, so konnten die letzteren Versuche auch mit Natriumlicht angestellt werden. Dasselbe wurde mittelst Bunsen'schen Brenners und Kochsalzperle im dunklen Zimmer erzeugt, die Scale ebenfalls mit einer Natriumflamme beleuchtet, und alles directe Licht vom Spalte ferngehalten. Das Fluorescenzspectrum zeigte dieselben Gränzen (35 bis 53), die oben schon angegeben sind. *Das homogen gelbe Natriumlicht hat also nicht bloß rothe und orangegelbe Strahlen von kleinerer, sondern auch gelbe von gleicher und grünlichgelbe von gröfserer Brechbarkeit erregt.* Da das Spectrum des Fluorescenzlichtes jenseits *D* bald aufhört und daselbst schon sehr lichtschwach ist, und das erregende Natriumlicht selbst keine grosse Intensität besitzt, so konnte nur mit grosser Aufmerksamkeit, aber doch mit aller Bestimmtheit, constatirt werden, daß auch jenseits der durch das Vergleichsprisma gelieferten Natriumlinie nach der brechbareren Seite hin noch Fluorescenzlicht vorhanden war. Immerhin war zu wünschen, daß das für Natriumlicht gefundene Resultat mehr augenfällig bestätigt würde.

Der brechbarere Theil des Roth, welches von einem Kupferoxydulglaß durchgelassen wird, gehört für unsere Flüssigkeit ebenfalls noch zu den fluorescirenden Strahlen. Die Oeffnung, durch welche der Heliostat ein Bündel horizontaler Sonnenstrahlen in das verdunkelte Zimmer sandte, wurde durch ein solches Glas verschlossen, so daß nur Licht ins Zimmer gelangte, welches vorher durch jenes Glas gesiebt war. Die Lösung des Magdalaroths *fluorescirtete* in diesem *rothen Licht mit seiner gewöhnlichen orangegelben Farbe*. Nun wurde das Spectroskop vor dem die Flüssigkeit enthaltenden Glasgefäß so aufgestellt, daß durch den offenen Theil des Spaltes das Fluorescenzlicht, durch das Vergleichsprisma das an der Glaswand reflectirte erregende Licht eindrang; das an der Glaswand zerstreute Licht,

welches etwa noch durch den offenen Spalt hereingelangte, konnte der Absicht, in welcher der Versuch angestellt wurde, offenbar nicht schaden. Das Spectrum des Fluorescenzlichtes konnte so mit dem im Gesichtsfeld unmittelbar darüber befindlichen Spectrum des erregenden Lichtes direct verglichen werden. *Das Ergebniss war entscheidend.* Das Spectrum des erregenden durch das Kupferglas gegangenen Lichtes umfasste das Roth und Orangeroth bis zum Theilstrich 48 der Scale; es war heller als das Fluorescenzspectrum und zeigte die Fraunhofer'schen Linien mit großer Schärfe. Das Spectrum des Fluorescenzlichtes zeigte Roth, Orange, Gelb und Grüngelb; es zeigte keine Fraunhofer'schen Linien (zum Beweise, dass das diffuse Licht nicht merklich mitwirkte), und reichte von 35 bis 53, also um ein augenfälliges Stück weiter nach der brechbareren Seite hin als das Spectrum des erregenden Lichtes. Das durch Rubin-glas gegangene *rote Licht hat also nicht bloß rothe, sondern auch die brechbareren gelben und grüngelben Strahlen hervorgerufen.*

Das »*Stokes'sche Gesetz*«, wonach die Brechbarkeit der erregenden Strahlen stets die obere Gränze bilden soll für die Brechbarkeit der erregten, ist demnach kein *Naturgesetz*, sondern nur eine *Regel*, welche wohl für die Mehrzahl der Fluorescenzerscheinungen zuzutreffen scheint, mit dem Wesen derselben aber in keinem nothwendigen Zusammenhang steht. Es ist irrig, die Fluorescenz als einen Vorgang zu bezeichnen, »bei welchem stets brechbarere Strahlen in weniger brechbare umgewandelt werden.« Dieser allgemein verbreitete Irrthum ist vielleicht mit Schuld daran, dass uns die Einsicht in das Wesen der Fluorescenz bis jetzt verschlossen blieb.

Bekanntlich werden sämmtliche erregende Strahlen von dem fluorescirenden Körper absorbiert; die *Absorption*, welche die Fluorescenz stets begleitet, muss daher beim Studium der letzteren nothwendig berücksichtigt werden. Zu dem vorliegenden Zwecke schien es mir zu genügen, die *Absorption* des Magdalaroths bei mehreren willkürliche ge-

wählten Concentrationsgraden zu bestimmen. Eine concentrirtere tief dunkelrothe Lösung, welche nur oberflächlich schmutzig orangegelb fluorescire, ließ nur das äußere Roth bis 35 durch, dort begann die Absorption, von 36 an war das gesamte übrige Spectrum in völlige Dunkelheit gehüllt. Eine solche Lösung liefert bei gleicher Helligkeit ein homogeneres Roth als das Rubinglas.

Eine schwächere schön rothe Lösung ließ das Roth durch bis 46; von da schwache Absorption bis 48. Von 48 an völlige Dunkelheit bis 98, wo das Violettt wieder schwach aufdämmerte und bis 122 sichtbar blieb.

Eine ganz schwach rosenrothe gefärbte, aber stark orange fluorescirende Lösung zeigte zwischen 53 und 60 einen schwarzen Absorptionsstreifen, welcher gegen das rothe Ende hin scharf begränzt, sich in das verdunkelte Grün allmählig abstuft; zwischen E und b zeigte sich ein dunklerer Streifen; das ebenfalls geschwächte Blau und Violettt war bis 160, also beinahe bis H hin sichtbar.

Halten wir diese Ergebnisse mit den obigen über die Fluorescenz erlangten zusammen, so ergiebt sich:

*Das fluorescirende Spectrum beginnt an derselben Stelle wie das in concentrirter Lösung absorbierte. Einem jeden Maximum der Absorption entspricht an derselben Stelle ein Maximum der Fluorescenz.*

Wie läßt sich nun die hier beschriebene Erscheinung theoretisch erklären? Die Thatsachen sind folgende: Jeder absorptionsfähige Lichtstrahl erregt die Flüssigkeit gleichsam zum Selbstleuchten; und zwar ruft jeder homogene Lichtstrahl die nämliche (aus Roth 35 bis Gelb 53) zusammengesetzte Fluorescenzfarbe hervor.

Wir werden, um die Fluorescenz zu verstehen, zuerst die mechanischen Vorgänge bei der Absorption näher betrachten müssen. Nach dem Euler'schen Princip, welches durch Kirchhoff zu allgemeiner Anerkennung gebracht, sich in neuester Zeit so glänzend in der Spectralanalyse der Himmelskörper bewährt hat, absorbirt ein Körper alle Lichtstrahlen, mit deren Schwingungszahlen seine kleinsten

*Theilchen selbst zu schwingen vermögen.* Wir müssen uns denken, dass jedes Körpermolecül (das Wort »Molecül im chemischen Sinne verstanden) vermöge der Art und Weise seines Aufbaues aus Atomen und vermöge der besonderen durch die Molecularkräfte zwischen diesen bestehenden Verkettung auf eine gewisse Anzahl einfacher *pendelartiger Schwingungen* gleichsam abgestimmt ist. Wird nun das Molecül von einer Welle getroffen, deren Periode mit einer jener dem Molecül eigenthümlichen Schwingungen übereinstimmt, so setzt sie durch ihre in gleichem Tact wiederholten Stöße das Molecül in Bewegung oder verstärkt dessen etwa schon vorhandene Bewegung. Die Welle gibt dabei entweder theilweise oder gänzlich ihre lebendige Kraft an die Moleküle des Körpers ab; sie geht deshalb nur geschwächt oder gar nicht durch den Körper hindurch, d. h. sie wird *absorbirt*. Andere Schwingungen, welche mit den in den Körpermolekülen gleichsam präformirten nicht stimmen, werden ungehindert oder wenig geschwächt durchgelassen. Dieser Vorgang ist analog mit dem, welcher in der Lehre vom Schall *Resonanz* genannt wird. Eine Saite erklingt bekanntlich, wenn in ihrer Nähe eine gleichgestimmte angeschlagen wird; die angeschlagene aber verstummt rascher, als wenn jene gleichgestimmte nicht vorhanden wäre, weil ein Theil ihrer lebendigen Kraft zur Bewegung der anderen verwendet d. h. von dieser *absorbiert* wurde.

Nun kann aber auch gezeigt werden (was im III. Theile dieser Abhandlung ausführlicher geschehen soll), dass eine Wellenbewegung auch dann von einem Körpermolecül absorbiert wird, wenn dieses zwar nicht mit gleicher, aber mit genau *halb so grosser* oder genau *doppelt so grosser Schwingungszahl* zu vibriren fähig ist, oder wenn dasselbe, um die Ausdrücke der Akustik zu gebrauchen, eine *Octave tiefer* oder eine *Octave höher* gestimmt ist. Gewöhnlich nimmt man an, dass die Kraft, welche das aus seiner Gleichgewichtslage entfernte Körpertheilchen wieder dahin zurückzuführen strebt, dieser Entfernung einfach proportional sey.

Diese Annahme basirt auf der Voraussetzung, dass die Entfernung, verglichen mit dem gegenseitigen Abstand der schwingenden Theilchen, verschwindend klein sey; wenn diese Voraussetzung für die Theilchen des freien Aethers auch völlig zutreffen mag, so dürfte es doch kaum erlaubt seyn, dieselbe ohne Weiteres auch auf die Schwingungen der Atome innerhalb der Moleküle auszudehnen. Immerhin führt jene Annahme zu einer *ersten Annäherung* an das wirkliche Verhalten, und als eine solche ist hinsichtlich der Absorption das so eben besprochene Euler-Kirchhoff'sche Princip zu betrachten. Nehmen wir dagegen, um uns der Wahrheit mehr zu nähern, an, dass die zwischen den Atomen innerhalb eines Moleküls thätigen elastischen Kräfte außer von der ersten Potenz auch noch von dem Quadrat der Elongation abhängen<sup>1)</sup>), so ergiebt sich neben dem Euler'schen Princip noch der folgende Satz: Ein Körper absorbiert auch diejenigen Strahlen, deren Schwingungszahlen doppelt so gross oder halb so gross sind als die seiner eigenen Moleküle.

Nennen wir den Euler-Kirchhoff'schen Satz das »Princip der directen Absorption« oder »der Absorption durch Einklang«, so können wir den vorstehenden als »Princip der indirecten Absorption« oder »der Absorption durch die nächst tiefere oder nächst höhere Octave« bezeichnen.

Es ist begreiflich, dass die indirecte Absorption von der directen an Energie übertroffen wird; ebenso lässt sich zeigen, dass die Absorption durch die tiefere Octave weit energischer wirkt als die durch die höhere Octave. Dadurch rechtfertigt es sich, wenn wir die erstere vorzugsweise berticksichtigen.

In der Regel wird ein Körpermolekül nicht nur einer, sondern vieler unter sich unharmonischer Schwingungen fähig seyn, von denen die einen leichter, die anderen schwieriger ansprechen, und demgemäß auch die gleich

1) Dieselbe Annahme hat Helmholtz seiner Theorie der Combinations-töne zu Grunde gelegt, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 497.

oder eine Octave höher oder tiefer gestimmten Wellen mehr oder weniger vollständig absorbiren. Auf welche Weise das Molecül auch in schwingende Bewegung versetzt werden möge, stets werden alle jene Vibrationen zusammen erklingen, welche dem Moleküle vermöge der Art der Verkettung seiner Atome eigen sind. Aus der Akustik ist bekannt, dass es geradezu unmöglich ist, z. B. eine Metallplatte bloß mit einem einzigen ihrer Eigentöne zum Tönen zu bringen; wie man sie auch schlagen oder streichen mag, es erwacht stets neben dem beabsichtigten Einzelton eine Anzahl jener unharmonischen Obertöne, welche den Klang für unser Ohr so unangenehm rasselnd machen; nur jene Obertöne kommen nicht zu Stande, welche durch besondere Vorkehrungen am Entstehen verhindert sind. Dass innerhalb eines Körpermoleküls solche Hindernisse bestehen, sind wir nicht berechtigt anzunehmen. Vielmehr erscheint es sachgemäß, anzunehmen, dass die Erregung oder Verstärkung einer einzigen der ihm eigenthümlichen einfachen Schwingungen stets auch die Erregung oder Verstärkung seiner übrigen Schwingungen nothwendig im Gefolge habe.

Wir halten uns daher für berechtigt, folgenden Satz auszusprechen:

*Wenn ein Molecül durch (directe oder indirecte) Absorption in schwingende Bewegung versetzt wird, so erklingt es nicht bloß in der Schwingungsperiode der absorbirten Welle, sondern sämmtliche ihm eigenthümliche Schwingungsperioden klingen mit.*

Durch diese Sätze sind wir nun in den Stand gesetzt, den mechanischen Hergang bei der Fluorescenz des Magdalaroths zu begreifen. Wir nehmen an, dass das Molecül des Magdalaroths zu schwingen vermöge mit den Schwingungszahlen des Roth, Orange und Gelb von 35 bis 53 der Spectroskopsscale, dagegen nur in den nächst tieferen Octaven der gelbgrünen, grünen, blauen und violetten Strahlen, wobei nicht ausgeschlossen bleibt, dass auch für das genannte Roth, Orange und Gelb noch die tiefere Octave mitklinge. Die Absorption erfolgt also im größten Theile

des Spectrums durch die nächst tiefere Octave, nur zwischen 35 und 53 auch durch Einklang. Durch jede absorbirte einfache Wellenbewegung, sey dieselbe roth, oder grün, oder violett, wird das Molecul in die nämliche ihm eigen-thümliche zusammengesetzte schwingende Bewegung versetzt oder darin bestärkt, und zwar am lebhaftesten durch jene Wellen, welche am vollkommensten absorbirt werden. Da von den sichtbaren Strahlen das Roth, Orange und Gelb von 35 bis 53 zu den Eigentönen des Moleküls gehören, so wird es, lebhaft bewegt, in einer aus diesen Tönen gemischten Farbe *selbstleuchten d. h. fluoresciren*, während die ebenfalls mitklingenden tieferen Octaven des Grün, Blau und Violett als zum unsichtbaren ultrarothen Theil des Spectrums gehörig für unser Auge unvernehmbar bleiben. Die Maxima der Fluorescenz müssen auf die nämlichen Theile des Spectrums fallen, in welchen Maxima der Absorption auftreten, also in unserem Falle das Hauptmaximum in den Bereich der selbst in verdünnter Lösung stark absorbirten gelbgrünen Strahlen, ein zweites weniger ausgeprägtes Maximum zwischen *E* und *b*.

Wir sehen, dass die Theorie von den beobachteten Thatsachen vollkommen Rechenschaft giebt. Man könnte aber fragen, warum fluorescirt denn das gewöhnliche Anilinroth nicht, welches doch eine ähnliche Absorptionserscheinung zeigt wie das Magdalaroth? Wir antworten: weil dasselbe leuchtende Strahlen nur durch die nächst tiefere Octave, dagegen keine durch Einklang absorbirt, weil es demnach die Fähigkeit nicht besitzt, leuchtende Schwingungen auszusenden.

Der chemische Unterschied zwischen Magdalaroth und gewöhnlichem Anilinroth ist mir nicht bekannt; es ist aber wohl denkbar, dass ein Molecul durch eine leichte Modification in seinem Bau die Fähigkeit erlangen kann, sichtbare Schwingungen auszusenden, während es vorher nur in tiefen ultrarothen Tönen zu schwingen vermochte.

Als nothwendige Folgerung aus der Theorie würde sich ergeben, dass jeder Körper, welcher sichtbare Strahlen

durch *Einklang* absorbiert, in der aus diesen Strahlen zusammengesetzten Mischfarbe fluoresciren wird. Zeigt sich dagegen im Bereich des sichtbaren Spectrums zwar Absorption, aber keine Fluorescenz, so muß diese Absorption auf Rechnung der nächst tieferen und höheren Octave gesetzt werden.

Mit der Fluorescenz des Magdalaroths analog ist die bekannte des *Chlorophylls*. Hr. Hagenbach<sup>1)</sup> hat dieselbe neuerdings mit großer Genauigkeit untersucht; nach seinen Angaben, welche ich an einem schon über ein Jahr gestandenen ätherischen Auszug aus *Herba menthae piperitae* durchaus bestätigt fand, beginnt das fluorescirende Spectrum etwas vor *B* im Roth und erstreckt sich mit der gleichen rothen Färbung, aber mit mannigfach wechselnder Intensität bis über das violette Ende hinaus. Hr. Hagenbach zählt sieben hellere Streifen auf und bezeichnet dieselben vom weniger brechbaren zum brechbareren Ende hin mit I bis VII. Bei der durch längeres Stehen modifizirten Blattgrünlösung ist jedoch die Trennung zwischen Streif VI und VII nicht zu bemerken. Der erste Fluorescenzstreif liegt zwischen *B* und *C*, der zweite zwischen *C* und *D* näher bei *D*, der dritte nahe hinter *D*, der vierte unmittelbar vor *E*, der fünfte hinter *b* nach *F* hin, der sechste (aus VI und VII verschmolzen) bedeckt, hinter *F* beginnend, das noch übrige Spectrum. Bei weitem am hellsten ist der erste Streif, der nächsthelle ist der letzte. *Jedem hellen Fluorescenzstreifen entspricht im Absorptionsspectrum ein dunkler Streifen*, von denen der erste bei weitem der intensivste ist; die Absorption im Violett ist weniger intensiv, jedoch stärker als in den übrigen Streifen. Das Spectrum des rothen Fluorescenzlichtes, aus welcher Gegend des fluorescirenden Spectrums es auch genommen werden mag, beginnt genau an der Stelle wo die Fluorescenz auftritt, etwas vor *B*, erstreckt sich bis hinter *C* und ist am hellsten zwischen *B* und *C*. Die wirksamen d. i. die absorp-

1) Untersuchungen über die optischen Eigenschaften des Blattgrüns; Pogg. Ann., Bd. CXLI, S. 245.

tionsfähigen Strahlen, welches ihre eigene Farbe auch seyn mag, erregen im Chlorophyll nur rothe Strahlen von 27 bis 36. Danach müfste z. B. irgend ein Strahl zwischen *B* und *C* nicht bloß Roth von geringerer Brechbarkeit, sondern auch Roth von der Brechbarkeit *C* hervorzurufen im Stande seyn.

Ich suchte dieſs nachzuweisen, indem ich eine Lithiumflamme (die rothe Lithiumlinie bei 32) als Erreger benutzte; das Fluoresciren der Chlorophylllösung blieb dabei aber so schwach, daß es kaum direct, geschweige denn durch das Spectroskop gesehen werden konnte. Auch Hrn. Hagenbach stiegen Zweifel auf an der Gültigkeit des Stockes'schen Gesetzes, welche er aber zu widerlegen suchte. Nach unserem Dafürhalten gilt das Stockes'sche Gesetz für das Blattgrün eben so wenig, als für das Magdalaroth.

Die theoretische Erklärung der Fluorescenz des Chlorophylls liegt nach dem Vorausgegangenen auf der Hand. Das Chlorophyllmolecül ist fähig mit den Schwingungszahlen der Strahlen von 27 bis 36 zu schwingen, jedoch nur mit den nächst tieferen Octaven der brechbareren Strahlen (wobei nicht ausgeschlossen bleibt, daß auch die nächst tieferen Octaven der Strahlen von 27 bis 36 vertreten seyen). Es absorbiert daher die ersten durch Einklang, die letzteren vermöge der tieferen Octave. Jeder absorbierte Strahl, indem er die lebendige Kraft des gesammten Schwingungscomplexes steigert, bewirkt demnach das *Selbstleuchten* oder *Fluoresciren* in jenen rothen Tönen, welche unter allen Eigentönen des Chlorophyllmolecüls allein in den Bereich des sichtbaren Spectrums fallen.

Das Magdalaroth und das Chlorophyll können wir als die Repräsentanten einer *ersten Klasse* fluorescirender Substanzen betrachten.

## II.

Eine *s zweite Klasse* fluorescirender Substanzen ist durch weit zahlreichere Beispiele vertreten, so daß die bisher gehörigen Erscheinungen bisher vorzugsweise als Typus der

Fluorescenzerscheinungen betrachtet wurden. Sie sind es auch, welche ich in einem früher publicirten „Versuch einer Theorie der Fluorescenz“<sup>1)</sup> allein im Auge hatte. Diese Theorie, deren Grundgedanke (Combinationstöne) richtig zu seyn scheint, bedarf nur einer leichten Modification und einer weiteren Ausführung, um, wie ich hoffe, einen vollständigen Einblick in den mechanischen Hergang auch dieser Fluorescenzen zu gewähren.

Auch hier dürfte es sich empfehlen, die theoretischen Erörterungen an ein concretes Beispiel, an die allbekannte Fluorescenz des *Aesculins*, anzuknüpfen. Die wässrige Aesculinlösung, an sich farblos und durchsichtig, leuchtet im Sonnen- oder Tageslicht sehr schön hellblau, während bei Kerzenlicht kaum eine Spur von Fluorescenz zu bemerken ist. Das auf der Oberfläche der Flüssigkeit entworfene Spectrum beginnt erst im Violett hinter *G* Fluorescenzlicht zu zeigen, welches etwas hinter *H* seine größte Lichtstärke erreicht und sich dann mit abnehmender Intensität noch weit über das gewöhnliche Ende des Spectrums hinaus in dessen ultravioletten Theil erstreckt (bis zur Liniengruppe *O*). Hier sind es also bloß dunkelblaue, violette und ultraviolette Strahlen, welche erregend wirken. In der ganzen Ausdehnung des fluorescirenden Spectrums herrscht derselbe bläuliche Farbenton; dieser ist, wie man an dem abgeleiteten Fluorescenzspectrum erkennt, aus allen Farben von Roth bis Violett gemischt; jeder einfache Lichtstrahl, er sei violett oder ultraviolet, erregt die nämliche aus unzähligen einfachen Lichtarten zusammengesetzte Fluorescenzfarbe. Das direct durch das Spectroskop gesehene Spectrum des Fluorescenzlichtes erstreckt sich von 35 (etwas hinter *C*) bis zur Mitte zwischen *G* und *H* (etwa 150). Selbstverständlich werden alle erregenden Strahlen von der Aesculinlösung absorbirt, die Absorption beginnt an derselben Stelle des Spectrums (142), wo auch der erste Schimmer der Fluorescenz anfängt.

1) Pogg. Ann. Bd. CXXII, S. 642.

Um die skizzirten Thatsachen zu erklären, nehmen wir an, dass das Aesculinmolecül in den Perioden jener dunkelblauen, violetten und ultravioletten Strahlen zu schwingen fähig sey, dagegen nicht in den Perioden der übrigen sichtbaren Strahlen, noch auch in deren nächst tieferen Octaven. Jene brechbareren Strahlen werden demnach *direct* absorbirt; die übrigen leuchtenden Strahlen *weder direct noch indirect*; diese letzteren werden daher ungestört durchgelassen, die Lösung zeigt sich im durchgehenden Lichte farblos.

Hienach müfste jedes Aesculinmolecül selbst-leuchten oder fluoresciren in jenen Farben, welche es *direct* absorbirt hat. Wir werden jedoch kaum erwarten dürfen, etwa das äusserste Violett in dem Fluorescenzlicht wahrzunehmen, da es selbst im einfallenden Lichte wegen der geringen Empfindlichkeit unserer Netzhaut für so rasche Schwingungen nur schwach sichtbar ist. Das von dem schwingenden Molecül unmittelbar ausstrahlende brechbarste violette Licht kann demnach, wenn ich so sagen darf, wegen seiner geringen »physiologischen Intensität« nur wenig zu der wahrnommenen Fluorescenzerscheinung beitragen.

Dieselbe erklärt sich aber vollständig, wenn wir annehmen, dass das Molecül auch noch Schwingungen von langsamer Periode zu machen vermöge, welche, etwa um eine Octave tiefer liegend als die *direct* absorbierten Strahlen, dem unsichtbaren ultrarothen Theile des Spectrums angehören. Diese ultrarothen Schwingungen können mit jenen dunkelblauen, violetten und ultravioletten Schwingungen zusammwirkend Combinationstöne liefern, welche vermöge ihrer Schwingungszahlen in den weniger brechbaren sichtbaren Theil des Spectrums fallen. Obgleich diese Combinationstöne ohne Zweifel an »mechanischer Intensität« zurückstehen werden hinter den primären Schwingungen, denen sie ihre Entstehung verdanken, so ist doch ihre »physiologische Intensität«, d. h. die Empfindlichkeit unseres Auges für ihre Schwingungszahlen, groß genug um jenen Mangel hinreichend auszugleichen.

Um nun die Entstehung dieser Combinationstöne zu begreifen, ist vor Allem eine klare Vorstellung über den molecularen Bau der Körper nothwendig. Unter einem »Molecül« verstehen wir stets, wie in der Chemie, eine Atomgruppe, welche durch die Natur, Anzahl und gegenseitige Lage ihrer Atome völlig bestimmt ist. Diese Atomgruppe ist von einer Aetherhülle umgeben, welche einen integrirenden Bestandtheil des Molecüls ausmacht. Vermöge der Kräfte, welche die Atome zusammenhalten, sind diese fähig um ihre Gleichgewichtslage zu schwingen; die Perioden dieser Schwingungen werden aber nicht beliebige seyn können, sondern sie sind bedingt durch die besondere Art der molecularen Architektonik, durch die *chemische Constitution*; mit anderen Worten, das Molecül ist vermöge seines Baues auf eine gewisse Anzahl einfacher Schwingungen bestimmt. Diese Schwingungen erfolgen, gleichviel ob oder wie der Schwerpunkt des Molecüls schon bewegt ist; sie sind so zu sagen innere Angelegenheiten des Molecüls; wir wollen sie deshalb *intramolekulare Schwingungen* nennen.

Zwischen jedem Molecül und seinen benachbarten sind wieder Molecularkräfte thätig, welche die Moleküle zu einem Körper zusammenfügen. Wie durch die chemische Molecularkraft oder *Affinität* das Molecül aus Atomen, so wird durch die physikalische Molecularkraft oder *Cohäsion* der Körper aus Molekülen aufgebaut. Beide Kräfte wirken völlig unabhängig von einander. Durch die erstere wird die *chemische Zusammensetzung*, durch die letztere der *Aggregatzustand* bedingt. Diese physikalische Molecularkraft, welche die Beziehungen der Moleküle unter sich vermittelt, wird die ganzen Moleküle sammt ihren Aetherhüllen, oder, genauer gesagt, die Schwerpunkte derselben, zu Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage befähigen, welche erfolgen ganz unbekümmert darum, ob oder welche Bewegungen innerhalb des Molecüls etwa schon vorhanden sind. Diese *intermolekularen* (durch Cohäsion bewirkten) Schwingungen, wie wir dieselben im Gegensatz zu jenen *intramolekularen* (durch die Affinität bewirkten) nennen wollen,

sind, weil sie nicht von der chemischen Zusammensetzung abhängen, ihrer Periode nach unbestimmt, sie hängen bloß vom Aggregatzustande oder von der Temperatur ab.

Wenn man einen festen Körper erwärmt, so wird dadurch zunächst die lebendige Kraft seiner intermolekularen Schwingungen (d. h. der Schwingungen der ganzen Moleküle) erhöht, zugleich aber, indem eine Ausdehnung d. i. eine grösere gegenseitige Entfernung der Schwerpunkte der Moleküle erfolgt, die Thätigkeit der Cohäsionskräfte so geändert, dass das Molekül (gleichsam jetzt stärker gespannt) dadurch fähig wird, neben den bereits vorhandenen auch kürzere Schwingungsperioden zu liefern. Nachdem der Körper bis zum Weifsglühen erhitzt ist, strahlt derselbe alle Lichtarten vom Roth bis zum Violett aus, und zwar vermöge seiner intermolekularen Schwingungen. Sein Licht bildet ein *continuirliches Spectrum*, gleichviel ob der glühende Körper aus Eisen oder Platin, aus Thonerde oder Magnesia besteht. Wenn auch die intramolekularen Schwingungen, welche sich im Spectroskop durch helle Linien und Bänder offenbaren, gleichzeitig vorhanden wären, sie können auf dem hellen Grunde des continuirlichen Farbenbandes nicht zur Wahrnehmung gelangen. Erst wenn die intermolekularen Beziehungen völlig gelöst, die Cohäsion völlig aufgehoben, d. h. der Körper in den gasförmigen Zustand versetzt ist, können die intramolekularen Schwingungen für sich zur Erscheinung kommen als helle Spectrallinien. Wir sehen also, dass das *continuirliche Spectrum eines glühenden festen oder flüssigen Körpers* durch die *intermolekularen*, das *Linienspectrum eines glühenden Gases* durch die *intramolekularen Schwingungen* erzeugt wird.

Beide Arten von Schwingungen werden wellenartig fortgepflanzt durch den Aether, welcher den ganzen Raum erfüllend auch die Körpermoleküle frei umfluthet. Bei dieser Fortpflanzung nehmen wir an, dass die elastische Kraft, welche die Schwingungen eines Aetheratoms unterhält, der jeweiligen Entfernung desselben aus seiner Gleichgewichts-

lage (Elongation) proportional sey. Diese Annahme gründet sich auf die Voraussetzung, daß die Schwingungsweite eines Atoms sehr klein bleibe im Vergleich mit dem gegenseitigen Abstand der benachbarten Atome. So gerechtfertigt diese Annahme für den freien Aether auch seyn mag, für die einander näher gerückten Atome der an das Molecul gebundene Aetherhülle wird sie nicht mehr zulässig seyn. Für diese werden wir vielmehr, um der Wahrheit näher zu kommen, annehmen müssen, *dass die elastische Kraft nicht nur von der ersten, sondern auch noch von der zweiten Potenz der Elongation abhänge.*

Denselben Unterschied, wie für die elastischen Kräfte des freien und des gebundenen Aethers, müssen wir statuiren für die elastischen Kräfte, welche einerseits die intermolekularen, andererseits die intramolekularen Schwingungen der Körpertheilchen unterhalten. Der gegenseitige Abstand der Körpermoleküle von einander dürfte hinlänglich gross seyn, um die elastische Kraft, welche das Molecul zur Gleichgewichtslage hinzieht, der Elongation proportional zu setzen. Für die eng verketteten Atome innerhalb eines Moleküls wird jedoch jene Voraussetzung nicht mehr gestattet seyn. Auch hier sehen wir uns zu der Annahme genöthigt, *dass die elastische Kraft, welche die intramolekularen Schwingungen der Körperatome unterhält, auch noch von der zweiten Potenz der Elongation abhänge.* Wir haben diese Annahme schon oben bei der Erörterung der Florescenzerscheinungen erster Klasse ausgesprochen, und daraus das Prinzip der indirekten Absorption gefolgert.

Auch die Fluorescenz zweiter Klasse betrachten wir als einen Vorgang, welcher sich innerhalb des Körpermoleküls und der mit ihm verbundenen Aetherhülle vollzieht. Wenn nämlich zwei von den Körperatomen erregte pendelartige Schwingungen ein Atom der Aetherhülle ergreifen, so wird die schwingende Bewegung, welche dasselbe annimmt, nicht bloß aus jenen primären Schwingungen zusammengesetzt seyn (wie das im freien Aether der Fall wäre), sondern es werden namentlich noch zwei pendelartige Schwingungen

hinzukommen, deren Schwingungszahlen resp. gleich der Differenz und gleich der Summe der Schwingungszahlen der primären Bewegungen sind. Diese beide Schwingungen, der Differenzton und der Summationston (nach Helmholtz) sind beide in der Bewegung der Aetherhülle *objectiv vorhanden*, und pflanzen sich durch den freien Aether ebenso wie die primären Schwingungen der Körperatome unverändert fort. Das Molecül sammt seiner Aetherhülle leuchtet also nicht blos in den seinen Atomen eigenthümlichen Lichtarten, sondern auch noch mit allen möglichen aus diesen combinierten Differenz- und Summationstönen. Die letzteren, auch an mechanischer Intensität hinter den Differenztönen zurück stehend, werden sich der Wahrnehmung entziehen, weil sie ihrer hohen Schwingungszahlen wegen zu den ultravioletten Strahlen gehören. Die Differenztöne dagegen fallen, für die Fluorescenzen zweiter Klasse, gerade in die hellsten Theile des sichtbaren Spectrums und erscheinen in ihrer Mischung als Fluoreszenzlicht.

Halten wir nun fest, dass nach einem bereits oben ausgesprochenen Satze, jeder absorbirte einfache Strahl in dem Molecül alle Schwingungen wachruft oder verstärkt, welche demselben eigen sind, und nehmen wir an, dass außer den direct absorbirten dunkelblauen, violetten und ultravioletten Schwingungen auch noch eine Gruppe ultrarother Schwingungen zu den Eigentönen des Aesculinmolecüls gehöre, so erklärt sich dessen Fluorescenzerscheinung vollständig. Die Schwingungszahlen jener direct absorbirten brechbareren Strahlen seyen etwa zwischen 725 und 1100 Billionen per Secunde enthalten, die der im Molecül erregten ultrarother Schwingungen zwischen 370 und 400 Billionen, so werden die daraus hervorgehenden Differenztöne das Bereich von 325 bis 730 Billionen Schwingungen umfassen, d. h. das von dem Molecül ausstrahlende Fluoreszenzlicht wird nebst ultraroten Strahlen alle Farben des sichtbaren Spectrums aufweisen<sup>1)</sup>.

1) Bei den Fluorescenzen erster Klasse gehören sämtliche Differenztöne in das Gebiet der unsichtbaren ultraroten Strahlen.

Ausser den bisher betrachteten gibt es noch eine Klasse von Fluorescenzerscheinungen, welche Hr. Pierre als *zusammengesetzte* bezeichnet. Bei ihnen zeigt das fluorescirende Spectrum an verschiedenen Stellen verschiedene Färbung und auch das abgeleitete Fluorescenzspectrum erweist sich an verschiedenen Stellen verschieden zusammengesetzt. Beispiele hiefür sind die Lakmus- und die Quassiatinctur<sup>1)</sup>. Man kann solche Erscheinungen willkürlich hervorrufen, indem man mehrere einfache fluorescirende Flüssigkeiten, z. B. Magdalaroth, Curcuma und Aesculin, mit einander mischt. Da die Ursache der Fluorescenz innerhalb des Moleküls ihren Sitz hat, so werden sich die einzelnen fluorescirenden Moleküle, so lange sie nicht chemisch auf einander wirken, gegenseitig nicht stören. Hieraus wäre zu schlüessen, dass z. B. in der Lakmustinctur drei verschiedene fluorescirende Substanzen enthalten sind.

Die hier vorliegende *Theorie der Fluorescenz* gibt, wie es scheint, über alle hieher gehörigen Erscheinungen genügende Rechenschaft, obgleich sie mit dem bisher als Grundgesetz allgemein angenommenen Stokes'schen Gesetz in Widerspruch steht. Sie nimmt nämlich an, dass jeder wirksame d. i. absorbierte Lichtstrahl alle dem Molekül eigenen Schwingungen wecke, gleichviel ob deren Schwingungszahl gleich, kleiner oder grösser sey als diejenige des erregenden Strahls. An dem Magdalaroth wurde dieses Verhalten experimentell nachgewiesen.

Für die Fluorescenzen zweiter Klasse ist dieser Nachweis deswegen schwierig, weil man sich nicht leicht ein *homogenes* Licht von hoher Brechbarkeit und solcher Intensität verschaffen kann, das man erwarten dürfte, im Fluorescenzspectrum die Strahlen von höherer Brechbarkeit, für welche unser Auge so wenig empfindlich ist, noch wahrzunehmen. Ich hoffe übrigens, diesen Nachweis später noch liefern zu können. Das Ergebniss beim Magdalaroth dürfte indessen hinreichen, um das Stokes'sche Gesetz völlig zu entkräften.

1) Pierre, Sitzungsberichte d. Wiener Akad. Bd. LIII, II. Abth.

Fassen wir die Resultate unserer bisherigen Erörterungen zusammen, so theilen sich nach den Gesichtspuncten der Theorie die Fluorescenzerscheinungen in folgende drei Klassen:

I. Klasse: *Fluorescenz durch Resonanz.* Eine Gruppe weniger brechbarer Lichtstrahlen wird direct, die brechbareren indirect (durch die nächst tiefere Octave) absorbirt. Die Substanz fluorescirt in der Mischfarbe der direct absorbirten Strahlen. Beispiele: Magdalaroth, Chlorophyll.

II. Klasse: *Fluorescenz durch Differenztöne.* Die brechbareren Strahlen werden direct und theilweise indirect absorbirt, und erregen nebst ihren eigenen noch eine Gruppe ultrarother Schwingungen. Die Substanz fluorescirt in der Mischfarbe aus den Differenztönen, welche jene brechbareren schwach leuchtenden oder dunkeln mit diesen wenig brechbaren dunklen Strahlen erzeugen. Beispiele: Aesculin, Chinin, Curcuma.

III. Klasse: *Zusammengesetzte Fluorescenz.* Sie zeigt sich, wenn zwei oder mehrere fluorescirende Substanzen I. oder II. Klasse mit einander gemischt sind, ohne chemisch auf einander zu wirken. Beispiele: Lakmus, Quassia.

### III.

Um das bisher Vorgetragene mathematisch zu begründen, bezeichnen wir mit  $m$  die Masse eines im Molecularverbande befindlichen Körperatoms, und mit  $x$  die Entfernung desselben von seiner Gleichgewichtslage zur Zeit  $t$ . Die Kraft, welche das Atom in die Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt, sey nicht blos von der ersten, sondern auch von der zweiten Potenz der Elongation abhängig, und werde ausgedrückt durch

$$ax + bx^2,$$

wo  $a$  und  $b$  constante Coëfficienten sind. Dieser Ausdruck involvirt zugleich die Annahme, dass eine Verschiebung nach der Seite der negativen  $x$  eine andere elastische Kraft entwickle als eine Verschiebung nach der Seite der positiven  $x$ , eine Annahme, welche wir gewiss für ein in den

Aufser den bisher betrachteten gibt es noch eine Klasse von Fluorescenzerscheinungen, welche Hr. Pierre als *zusammengesetzte* bezeichnet. Bei ihnen zeigt das fluorescirende Spectrum an verschiedenen Stellen verschiedene Färbung und auch das abgeleitete Fluorescenzspectrum erweist sich an verschiedenen Stellen verschieden zusammengesetzt. Beispiele hiefür sind die Lakmus- und die Quassiatinctur<sup>1)</sup>. Man kann solche Erscheinungen willkürlich hervorrufen, indem man mehrere einfache fluorescirende Flüssigkeiten, z. B. Magdalaroth, Curcuma und Aesculin, mit einander mischt. Da die Ursache der Fluorescenz innerhalb des Moleküls ihren Sitz hat, so werden sich die einzelnen fluorescirenden Moleküle, so lange sie nicht chemisch auf einander wirken, gegenseitig nicht stören. Hieraus wäre zu schlüessen, dass z. B. in der Lakmustinctur drei verschiedene fluorescirende Substanzen enthalten sind.

Die hier vorliegende *Theorie der Fluorescenz* giebt, wie es scheint, über alle hieher gehörigen Erscheinungen genügende Rechenschaft, obgleich sie mit dem bisher als Grundgesetz allgemein angenommenen Stokes'schen Gesetz in Widerspruch steht. Sie nimmt nämlich an, dass jeder wirksame d. i. absorbierte Lichtstrahl alle dem Molekül eigenen Schwingungen wecke, gleichviel ob deren Schwingungszahl gleich, kleiner oder grösser sey als diejenige des erregenden Strahls. *An dem Magdalaroth wurde dieses Verhalten experimentell nachgewiesen.*

Für die Fluorescenzen zweiter Klasse ist dieser Nachweis deswegen schwierig, weil man sich nicht leicht ein *homogenes* Licht von hoher Brechbarkeit und solcher Intensität verschaffen kann, das man erwarten dürfte, im Fluorescenzspectrum die Strahlen von höherer Brechbarkeit, für welche unser Auge so wenig empfindlich ist, noch wahrzunehmen. Ich hoffe übrigens, diesen Nachweis später noch liefern zu können. Das Ergebniss beim Magdalaroth dürfte indessen hinreichen, um das Stokes'sche Gesetz völlig zu entkräften.

1) Pierre, Sitzungsberichte d. Wiener Akad. Bd. LIII, II. Abth.

Fassen wir die Resultate unserer bisherigen Erörterungen zusammen, so theilen sich nach den Gesichtspuncten der Theorie die Fluorescenzerscheinungen in folgende drei Klassen:

I. Klasse: *Fluorescenz durch Resonanz.* Eine Gruppe weniger brechbarer Lichtstrahlen wird direct, die brechbareren indirect (durch die nächst tiefere Octave) absorbirt. Die Substanz fluorescirt in der Mischfarbe der direct absorbirten Strahlen. Beispiele: Magdalaroth, Chlorophyll.

II. Klasse: *Fluorescenz durch Differenztöne.* Die brechbareren Strahlen werden direct und theilweise indirect absorbirt, und erregen nebst ihren eigenen noch eine Gruppe ultrarother Schwingungen. Die Substanz fluorescirt in der Mischfarbe aus den Differenztönen, welche jene brechbareren schwach leuchtenden oder dunkeln mit diesen wenig brechbaren dunkeln Strahlen erzeugen. Beispiele: Aesculin, Chinin, Curcuma.

III. Klasse: *Zusammengesetzte Fluorescenz.* Sie zeigt sich, wenn zwei oder mehrere fluorescirende Substanzen I. oder II. Klasse mit einander gemischt sind, ohne chemisch auf einander zu wirken. Beispiele: Lakmus, Quassia.

### III.

Um das bisher Vorgetragene mathematisch zu begründen, bezeichnen wir mit  $m$  die Masse eines im Molecularverbande befindlichen Körperatoms, und mit  $x$  die Entfernung desselben von seiner Gleichgewichtslage zur Zeit  $t$ . Die Kraft, welche das Atom in die Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt, sey nicht blos von der ersten, sondern auch von der zweiten Potenz der Elongation abhängig, und werde ausgedrückt durch

$$ax + bx^2,$$

wo  $a$  und  $b$  constante Coëfficienten sind. Dieser Ausdruck involvirt zugleich die Annahme, dafs eine Verschiebung nach der Seite der negativen  $x$  eine andere elastische Kraft entwickle als eine Verschiebung nach der Seite der positiven  $x$ , eine Annahme, welche wir gewifs für ein in den

molekularen Bau eingefügtes Körperatom als zutreffend anerkennen müssen. Aufser der elastischen Kraft wirke auf das Atom noch eine Aetherwelle mit periodisch veränderlichem Impuls, dessen Intensität ausgedrückt sey durch

$$f \sin pt.$$

Die Differentialgleichung der Bewegung des Körperatoms lautet alsdann

$$(1) \quad -m \frac{d^2 x}{dt^2} = ax + bx^2 + f \sin pt.$$

Um sie zu integriren, betreten wir den von Helmholz<sup>1)</sup> gezeigten Weg; wir denken uns  $x$  in eine Reihe nach Potenzen einer kleinen Grösse  $\varepsilon$  entwickelt, und setzen

$$(2) \quad x = \varepsilon x_1 + \varepsilon^2 x_2 + \varepsilon^3 x_3 + \dots$$

$$(2a) \quad f = \varepsilon f_1.$$

Werden diese Ausdrücke in (1) eingeführt und die mit gleichhohen Potenzen von  $\varepsilon$  multiplizirten Glieder einzeln gleich Null gesetzt, so ergiebt sich zur Bestimmung der Grössen  $x_1, x_2, x_3, \dots$  die folgende Reihe von Differentialgleichungen:

$$(3a) \quad ax_1 + m \frac{d^2 x_1}{dt^2} = -f_1 \sin pt$$

$$(3b) \quad ax_2 + m \frac{d^2 x_2}{dt^2} = -bx_1^2$$

$$(3c) \quad ax_3 + m \frac{d^2 x_3}{dt^2} = -2bx_1 x_2$$

.....

Das vollständige Integral der Gleichung (3a) ist nun

$$(4) \quad x_1 = A \sin \left( t \sqrt{\frac{a}{m}} + \varphi \right) + \frac{f_1}{m p^2 - a} \sin pt$$

wo  $A$  und  $\varphi$  zwei willkürliche Constanten sind.

Führen wir diesen Werth von  $x_1$  in die Gleichung (3b) ein, indem wir der Kürze wegen

$$\frac{f_1}{m p^2 - a} = B$$

setzen, so wird dieselbe nach einer leicht zu übergehenden Umformung

1) Ueber Combinationstöne; Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 497.

$$ax_2 + m \frac{d^2x_2}{dt^2} = -b \left\{ \frac{1}{2}(A^2 + B^2) - \frac{1}{2}A^2 \cos(2t \sqrt{\frac{a}{m}} + 2\varphi) \right. \\ \left. - \frac{1}{2}B^2 \cos(2pt) \right. \\ \left. + AB \cos((p - \sqrt{\frac{a}{m}})t - \varphi) \right. \\ \left. - AB \cos((p + \sqrt{\frac{a}{m}})t + \varphi) \right\}$$

Das Integral derselben lautet

$$x_2 = -\frac{b}{2a}(A^2 + B^2) + A \sin(t \sqrt{\frac{a}{m}} + \varphi) \\ - \frac{bA^2}{6a} \cos(2t \sqrt{\frac{a}{m}} + 2\varphi) - \frac{bB^2}{2(4mp^2 - a)} \cos(2pt) \\ + \frac{abAB}{m(p - \sqrt{\frac{a}{m}})^2 - a} \cos((p - \sqrt{\frac{a}{m}})t - \varphi) \\ - \frac{bAB}{m(p + \sqrt{\frac{a}{m}})^2 - a} \cos((p + \sqrt{\frac{a}{m}})t + \varphi)$$

oder abgekürzt geschrieben

$$(5) \quad x_2 = -\frac{b}{2a}(A^2 + B^2) + A \sin(t \sqrt{\frac{a}{m}} + \varphi) \\ - M \cos(2t \sqrt{\frac{a}{m}} + 2\varphi) - N \cos 2pt + P \cos((p - \sqrt{\frac{a}{m}})t - \varphi) \\ - Q \cos((p + \sqrt{\frac{a}{m}})t + \varphi)$$

worin

$$(6) \quad \begin{cases} M = \frac{bA^2}{6a} \\ N = \frac{b f_1^2}{2(4mp^2 - a)(mp^2 - a)^2} \\ P = \frac{bf_1A}{(m(p - \sqrt{\frac{a}{m}})^2 - a)(mp^2 - a)} \\ Q = \frac{bf_1A}{(m(p + \sqrt{\frac{a}{m}})^2 - a)(mp^2 - a)} \end{cases}$$

ist. Bleiben wir bei dieser Zweiten Annäherung unter Vernachlässigung der höheren Glieder der Reihe (2) stehen, so erkennen wir, dass außer dem Eigentön des Atoms, des-

sen Schwingungszahl  $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{a}{m}}$  ist, und dem Ton der ankommenden Welle (Schwingungszahl  $\frac{p}{2\pi}$ ) auch noch die nächsthöheren Octaven dieser Töne ( $\frac{2}{2\pi}\sqrt{\frac{a}{m}}$  und  $\frac{2p}{2\pi}$ ) und der Differenz- und Summationston (mit den Schwingungszahlen  $p - \sqrt{\frac{a}{m}}$  und  $p + \sqrt{\frac{a}{m}}$ ) in der Bewegung des Atoms vorhanden sind.

Im Allgemeinen, wenn die Schwingungszahl der ankommenden Welle in keiner besonderen Beziehung steht zu der Schwingungszahl des Atoms selbst, werden die Amplituden dieser Töne klein bleiben gegenüber der Amplitude des Eigentons, und diese selbst wird keinen wesentlichen Zuwachs erhalten aus der lebendigen Kraft der Welle, d. h. die Welle wird nur wenig geschwächt weiterziehen.

Nehmen wir dagegen an, die Schwingungszahl der Welle sey gleich der Schwingungszahl des Atoms, also  $p = \sqrt{\frac{a}{m}}$ , so werden die Amplituden  $B$ ,  $N$ ,  $P$  und  $Q$  unendlich groß, d. h. die Welle, welche mit dem Eigenton des Moleküls im Einklang ist, ist bestrebt die Amplitude dieses Tons über alle Gränzen hinaus zu steigern, was in Wirklichkeit freilich nur bis zur Zerreisung des Molekulärverbandes (chemische Wirkung) gehen kann. Zu dieser Steigerung der lebendigen Kraft des schwingenden Atoms wird selbstverständlich die lebendige Kraft der Welle verbraucht, d. h. die Welle wird *absorbirt*. Wir haben also das Prinzip der directen Absorption: Ein schwingendes Körpertheilchen absorbirt eine dasselbe treffende Welle, wenn diese im Einklang schwingt mit einer der Eigenschwingungen des Theilchens.

Nehmen wir ferner an, die Schwingungszahl der Welle sey halb so groß als diejenige des Atoms, d. i.  $p = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a}{m}}$ , so wird die Amplitude  $N$  unendlich groß; die Welle wird demnach absorbirt, verstärkt aber doch nur den Eigenton des schwingenden Atoms; denn die zur Amplitude  $N$  (gegen

welche  
gungsz

End  
pelt se  
 $p = 2$   
lich gr  
sie wi  
Ampli

Für  
nannte  
stehen  
nicht d  
Die  
Princ  
perthe  
gung,  
eine d

Un  
Energi  
dem A

wo δ  
tenzen

Setzen

so erg

folgli

Pogg

welche jetzt alle übrigen verschwinden) gehörige Schwingungszahl ist  $2p = \sqrt{\frac{a}{m}}$ .

Endlich werde die Schwingungszahl der Welle doppelt so gross angenommen als diejenige des Atoms, also  $p = 2\sqrt{\frac{a}{m}}$  gesetzt. Dann wird die Amplitude  $P$  unendlich gross, die Welle wird also ebenfalls absorbirt, indem sie wiederum den Eigenton des Atoms verstärkt; die zur Amplitude  $P$  gehörige Schwingungszahl ist nämlich

$$p - \sqrt{\frac{a}{m}} = 2\sqrt{\frac{a}{m}} - \sqrt{\frac{a}{m}} = \sqrt{\frac{a}{m}}.$$

Für andere Schwingungszahlen der Welle als die genannten tritt, so lange wir bei der zweiten Annäherung stehen bleiben, ein Unendlichwerden irgend einer Amplitude nicht ein, somit auch keine Absorption.

Die beiden vorstehenden Sätze fassen wir zusammen als *Princip der indirekten Absorption: Ein schwingendes Körpertheilchen absorbirt eine daselbst treffende Wellenbewegung, wenn diese eine Octave höher oder tiefer schwingt als eine der Eigenschwingungen des Theilchens.*

Um die beiden Arten der indirekten Absorption ihrer Energie nach mit einander zu vergleichen, setzen wir in dem Ausdruck für  $N$

$$p = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a}{m}} + \delta$$

wo  $\delta$  eine sehr kleine Grösse vorstellt, deren höhere Potenzen zu vernachlässigen sind. Dann wird

$$N = \frac{2bf_1^2}{9a^2\sqrt{am} \cdot \delta}.$$

Setzen wir ebenso in  $P$

$$p = 2\sqrt{\frac{a}{m}} + \delta$$

so ergibt sich

$$P = \frac{bf_1 A}{6a\sqrt{am} \cdot \delta}$$

folglich das Verhältniss

$$\frac{P}{N} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\epsilon A}{f_1} \cdot a$$

oder, weil  $f = \epsilon f_1$  ist:

$$\frac{P}{N} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\epsilon A}{f} \cdot a$$

Die Gröfse  $\epsilon A$  (die anfängliche Amplitude des schwingenden Atoms) und  $f$  (die Amplitude der zu absorbirenden Wellenbewegung) sind mit einander vergleichbar und wahrscheinlich nur wenig von einander verschieden. Dagegen wird  $a$ , die elastische Kraft in der Entfernungseinheit, durch eine enorm grofse Zahl ausgedrückt<sup>1)</sup>. Die Amplitude, welche das schwingende Atom bei der Absorption durch die tiefere Octave zu erreichen strebt, wird demnach die Amplitude bei der Absorption durch die höhere Octave weit übertreffen.

Was die Theorie der Combinationstöne anlangt, welche oben als die Ursache der Fluoreszenzen zweiter Klasse angegeben worden sind, so ist dieselbe, mit der Helmholtz'schen Theorie der akustischen Combinationstöne durchaus übereinstimmend, kurz folgende.

Ein Atom der Aetherhülle eines Moleküls besitze die Masse  $\mu$ , und zur Zeit  $t$  die Elongation  $x$ . Aufser von der elastischen Kraft  $\alpha x + \beta x^2$  werde es noch ergriffen von zwei durch die Körperatome des Moleküls erregten Aetherwellen, deren Einwirkungen durch

$$f \sin(pt) \text{ und } g \sin(qt + \gamma)$$

ausgedrückt seyn sollen. Die Differentialgleichung seiner Bewegung

$$-\mu \frac{d^2x}{dt^2} = \alpha x + \beta x^2 + f \sin(pt) + g \sin(qt + \gamma)$$

1) Setzen wir z. B. die Masse eines Wasseraatoms = 1, so ist dessen Schwingungszahl  $n = \frac{\sqrt{\alpha}}{2\pi}$ , folglich  $a = 4\pi^2 n^2$ . Nehmen wir  $n =$  der Schwingungszahl der Wasserstofflinie  $C = 475 \cdot 10^{12}$ , so wäre  $a = 4\pi^2 \cdot 475^2 \cdot 10^{24} = 891 \cdot 10^{34}$ , d. i. eine Zahl, welche mit 31 Ziffern geschrieben wird.

liefert, wenn man wieder

$$x = \varepsilon x_1 + \varepsilon^2 x_2 + \varepsilon^3 x_3 + \dots$$

$$f = \varepsilon f_1$$

$$g = \varepsilon g_1$$

setzt, und genau so wie oben verfährt, als erste Annäherung

$$x_1 = A \sin \left( t \sqrt{\frac{\alpha}{\mu}} + \varphi \right) + u \sin(pt) + v \sin(qt + \gamma)$$

worin

$$u = \frac{f_1}{\mu p^2 - \alpha} \text{ und } v = \frac{g_1}{\mu p^2 - \alpha}$$

ist. Nun kann aber der Eigenton des Aetheratoms, dessen Schwingungszahl  $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{\mu}}$  ist, weggelassen werden, weil der selbe, wenn auch Anfangs vielleicht vorhanden, jedenfalls bald erlischt. Es bleibt also noch als erste Annäherung

$$x_1 = u \sin pt + v \sin(qt + \gamma).$$

Die zweite Annäherung, ebenfalls mit Weglassung des Eigentons, ergibt sich wie folgt:

$$\begin{aligned} x_2 = & -\frac{2\alpha}{\beta}(u^2 + v^2) - \frac{\beta u^2}{2(4\mu p^2 - \alpha)} \cos 2pt \\ & - \frac{\beta v^2}{2(4\mu q^2 - \alpha)} \cos(2qt + 2\gamma) + \frac{\beta uv}{\mu(p-q)^2 - \alpha} \cos((p-q)t - \gamma) \\ & + \frac{\beta nv}{\mu(p+q)^2 - \alpha} \cos((p+q)t + \gamma), \end{aligned}$$

und fast in sich ausser den nächst höheren Octaven der primären Töne (Schwingungszahlen  $\frac{2p}{2\pi}$  und  $\frac{2q}{2\pi}$ ) auch noch den Differenzton ( $\frac{p-q}{2\pi}$ ) und den Summationston ( $\frac{p+q}{2\pi}$ ), welche beide in der Bewegung des Aetheratoms objectiv vorhanden, sich mit den primären Tönen in den umgebenden freien Aether fortpflanzen.

**IV. Untersuchungen über den Elektrophor;  
von Wilhelm von Bezold.**

Die folgenden Zeilen enthalten eine Untersuchung, welche ihrem Hauptinhalte nach bereits in zwei Abhandlungen in den Sitzungsberichten der k. bayer. Akad. d. Wiss. veröffentlicht wurde<sup>1)</sup> und welche ich hier mit Zusätzen besonders auch mit sorgfältigerer Berücksichtigung der Literatur, wiedergebe. Die ganze Arbeit verdankt ihren Ursprung einer gelegentlichen Aeuferung meines Collegen Beetz, welcher mich gesprächsweise darauf aufmerksam machte, dass die Versuche über das elektrische Verhalten eines Elektrophorkuchens nicht immer mit jener Sicherheit gelingen, welche man bei einem Apparate erwarten sollte, dessen Functionen man vollkommen zu kennen glaubt. Da ich damals gerade mit meinen vor Kurzem beschriebenen Versuchen über die elektrische Entladung beschäftigt war, und deshalb das empfindliche Pulvergemisch aus Schwefel und Mennige bei der Hand hatte, so lag es mir nahe, dieses Gemisch sofort zur Prüfung des Elektrophorkuchens anzuwenden. Ich kam dabei nicht nur zu der Ueberzeugung, dass man in diesem Pulvergemische wirklich ein vor treffliches Mittel besitzt, um das Spiel dieses Apparates zu erforschen, sondern auch zu der anderen, dass dieses Spiel noch lange nicht so vollständig ergründet ist, als man im Allgemeinen annimmt.

Die heut zu Tage herrschende Theorie des Elektrophors stammt bekanntlich von Rieß her, und sie ist es, welche man in allen Lehrbüchern wiederfindet.

Diese Theorie besteht im Wesentlichen darin, dass sich in dem Elektrophorkuchen während des Reibens drei Schichten bilden: zwei gleichnamige an den beiden Oberflächen und eine entgegengesetzt elektrische im Innern. Von diesen drei Schichten soll die eine auf die Bodenplatte über-

1) Sitzung vom 2. Juni 1870 und vom 7. Januar 1871.

gehen, so das nun mehr zwei ungleichnamige auf dem Kuchen zurückbleiben, durch deren Zusammenwirken sich als dann sämtliche Erscheinungen nach bekannten Gesetzen erklären lassen. Zwischen Kuchen und Schild soll im Allgemeinen kein Uebergang von Elektricität stattfinden, ausgenommen den Fall, in welchem die Elektrisirung des Kuchens eine bestimmte Gränze überschreitet.

Diese Theorie enthält zwei sehr bedenkliche Punkte:

Erstens lässt sich der Versuch, auf welchen Riefs seine Annahme von den drei Schichten stützt, eben so gut anders und zwar einfacher erklären, als es von ihm geschehen ist, und

zweitens sieht man ohne besondere Begründung durchaus nicht ein, weshalb ein Uebergang von Elektricität nur zwischen Kuchen und Bodenplatte nicht aber zwischen Schild und Kuchen stattfinden soll.

Im Folgenden soll nun zuerst gezeigt werden, dass der ersterwähnte Versuch wirklich anders erklärt werden muss. Dann aber soll an der Hand der Thatsachen eine möglichst vollständige Theorie aufgestellt werden, wobei dann auch der zweite Punkt eine einfache Erledigung finden wird.

Es liegt in der Natur der Sache, dass hiebei auch die bereits bekannten Fundamentalversuche an diesem Apparate abermals, wenn auch mit einigen Abänderungen, wiederholt und im Zusammenhange vorgetragen werden mussten, um für die theoretische Behandlung eine ausreichende Basis zu gewinnen. Ganz neu und für die Theorie von höchster Bedeutung scheinen mir jedoch die als dritter und vierter aufgeföhrten Versuche.

Ehe jedoch von diesen Versuchen selbst gesprochen wird, muss ich eine kurze Erörterung über die Methoden vorausschicken, welche man bei derartigen Untersuchungen anwenden kann, um Klarheit zu gewinnen über die Bedeutung, welche das Pulvergemisch für diesen Zweck besitzt.

Diese Betrachtung soll deshalb als erster einleitender Abschnitt den beiden anderen eben bezeichneten vorangehen.

## I.

§. 1. Um das Verhalten der einzelnen Theile eines elektrisierten Isolators zu untersuchen, hat man bisher vorzugsweise zwei Hülfsmittel angewendet. Man hat nämlich entweder den Körper direct an ein Elektroskop angelegt, oder wenn dies unthunlich war, eine Probescheibe zur Uebertragung benutzt.

Die Angaben, welche man auf diese Weise erhält, müssen mit großer Vorsicht benutzt werden, wenn sie nicht zu Fehlschlüssen führen sollen.

Gesetzt man erhalte nach Anlegen eines elektrisierten Körpers (etwa eines Elektrophorkuchens) an den Knopf eines Elektroskopes einen positiven Ausschlag, so darf man daraus noch durchaus nicht den Schluss ziehen, daß sich an der untersuchten Stelle des betreffenden Körpers wirklich positive Elektricität befindet.

Ein solcher Ausschlag lehrt nur, daß an der betreffenden Stelle negative Elektricität angezogen und positive abgestoßen wird. Bleibt der Ausschlag bestehen auch nach Entfernung des Körpers, so ist zugleich entweder positive Elektricität auf das Elektroskop oder negative auf den Körper übergegangen.

Man erfährt demnach durch das Elektroskop nur den Sinn der an dem betreffenden Punkte wirkenden Kraftkomponente.

Zu noch viel grösseren Fehlschlüssen kann die Anwendung der Probescheibe führen. Eine solche kann bekanntlich auf zweierlei Weise benutzt werden, entweder berührt man mit der beständig isolirten Scheibe zuerst den zu prüfenden Körper und dann das Elektroskop, oder man verbindet dieselbe während der ersten Berührung einen Augenblick leitend mit der Erde. Im erstenen Falle kann es eintreten, daß die abgehobene Scheibe gar keine Elektricität besitzt, selbst wenn an der berührten Stelle solche vorhanden, oder anderweitig vertheilte Mengen wirklich eine Scheidungskraft an der fraglichen Stelle ausgeübt hätten. Es handelt sich nämlich hiebei einzig und allein darum,

ob die Kraft, welche zwischen dem Isolator und der Probescheibe thätig ist, hinreichende Stärke besitzt, um einen Uebergang von Elektricität zwischen beiden zu gestatten. Nur wenn dies der Fall ist, kann man auf diesem Wege überhaupt eine elektroskopische Anzeige erhalten, welche aber alsdann wiederum nichts anderes angiebt als die Richtung der Kraft, welche normal zur Probescheibe wirksam war.

Die Prüfung mit Hülfe des momentan abgeleiteten Scheibchens ist vorzugsweise dann anwendbar, wenn die wirkenden Kräfte zu klein sind, um einen Uebergang zwischen Körper und Scheibe zu gestatten. Dann wird die abgestoßene Elektricität durch die mit der Erde verbundene Leitung entfernt, und nur die angezogene bleibt zurück, und giebt alsdann einen Ausschlag am Elektroskope. War hingegen die Wirkung auf das Scheibchen zu stark, so wird die dünne Luftschicht zwischen dem zu prüfenden Körper und der Probescheibe von Funken durchbrochen, und man erhält nachher keine oder zu schwache Anzeigen von Elektricität. Selbstverständlich erhält man auch hiebei nur Angaben über den Sinn der wirkenden Kraft *ohne irgend welche Andeutung über den Sitz derselben*. Rückschlüsse auf die Gröfse dieser Kraft sind vollkommen unzulässig, da man nur selten mit Sicherheit wissen kann, ob in dem betreffenden Falle die dünne trennende Luftschicht als vollkommener Isolator gewirkt hat oder ob sie von Funken durchbrochen wurde.

Riefs legt den Angaben der auf die zuletzt beschriebene Weise benutzten Probescheibe eine ganz andere Bedeutung bei. In seiner Abhandlung »über die Doppelinfuenz usw.<sup>1)</sup> sagt er (S. 218) bei Gelegenheit der Untersuchung einer einseitig mit Stanniol belegten Paraffinscheibe: »Auf ihre Paraffinfläche wurde eine Probescheibe (von 10 Lin. Durchmesser aus dem dünnsten Kupferblech, das an einem Glasstäbe befestigt war) gesetzt, ableitend berührt, isolirt abgehoben und an einem Säulenelektroskope

1) Diese Annalen Bd. CXXXI, S. 215 bis 236.

geprüft. Gab das Elektroskop negative Elektricität an, so war die untersuchte Stelle der Paraffinscheibe positiv elektrisch, und negativ, wenn das Elektroskop positive Elektricität angab. «

Bedenkt man jedoch, dass eine solche Scheibe auch negative Elektricität angeben würde, wenn man sie nur in der Luft einem positiv geladenen Körper mehr oder weniger nähern, einen Augenblick ableitend berühren, und dann in grofse Entfernung von diesem Körper bringen würde, so sieht man sofort ein, dass diese Auffassung unhaltbar ist.

Gerade der Versuch I, den Rieß a. a. O. beschreibt, müfste genau ebenso ausfallen, wenn man sich die Paraffinplatte durch eine Luftplatte ersetzt dächte, d. h. wenn man das Paraffin ganz aufser Spiel liefe und nur der vorher durch Influenz geladenen Stanniolfläche die Probescheibe bis auf gewisse Entfernung nahe brächte, sie momentan ableitend berührte und dann an das Elektroskop anlegte.

*Durch eine an einem isolirenden Stabe befestigte nur im Augenblicke der Untersuchung ableitend berührte Probescheibe erfährt man demnach nur den Sinn der in die Normale des Scheibchens fallenden Componente der elektrischen Gesamtkraft, vorausgesetzt, dass sämmtliche wirkenden Elektricitätsmengen auf ein und derselben Seite der erweiterten Ebene des Probescheibchens liegen.* Hat man mit einem solchen Scheibchen eine Fläche berührt, und findet man alsdann nach dem Abheben das Scheibchen positiv elektrisch, so weifs man, wenn alle wirkenden Elektricitätsmengen sich auf der der Fläche zugewandten Seite des Scheibchens befanden, dass senkrecht zu dieser Fläche eine Kraft thätig war, welche positive Elektricität in dem Sinne der nach einwärts gerichteten Normalen der Fläche zu bewegen suchte.

Die unrichtige Deutung der Angaben einer solchen Probescheibe wurde die Veranlassung, dass man eine Reihe von Erscheinungen als Influenzerscheinungen (sogenannte Doppelinfluenz) aufgefasst hat, welche im Grunde nichts ande-

res sind als Folgen der durch sehr gute Isolatoren nicht oder nicht wesentlich gestörten elektrischen Fernwirkung.

Aber auch bei richtiger Beurtheilung der Angaben einer solchen Probescheibe ist die Anwendung derselben in sehr vielen Fällen immer noch von einem anderen grossen Uebelstande begleitet. Auf einer solchen Scheibe ist nämlich im Augenblicke der Ableitung der Werth der Potentialfunction jederzeit gleich Null. Hat man nun Elektricität nur auf Nichtleitern vertheilt d. h. an feste Punkte gebunden, so wird durch Annäherung einer solchen Scheibe zwar nicht die Anordnung aber doch im Allgemeinen die Kraftrichtung allenthalben geändert. Ist hingegen außerdem noch auf Leitern Elektricität vertheilt, so erfährt auch die Anordnung dieser Elektricitätsmengen durch Annäherung der abgeleiteten Probescheibe wesentliche Veränderungen. Es beziehen sich demnach alle Angaben, welche man mit Hülfe solcher abgeleiteter Scheibchen auch im günstigsten Fall erhalten kann, nur auf das durch die Anwesenheit des Scheibchens mehr oder weniger stark modifizierte System von Kräften.

§. 2. Viel günstiger gestalten sich die Verhältnisse bei Anwendung des empfindlichen Pulvergemisches als Prüfungskörper.

Man erfährt vermittelst desselben zwar zunächst auch nur den Sinn der in die Normale der bestreuten Fläche fallenden Componente, d. h. man weiß, an den vom gelben Schwefel bedeckten Stellen wird negative Elektricität gegen die Fläche hingezogen, an den von der rothen Mennige bedeckten, positive. Aber man hat dabei den unberechenbaren Vortheil, dass man dieses Resultat nicht nur für einen einzigen Punkt, wie bei directer Anwendung des Elektroskopes oder nur als Mittelwerth für ein gröfseres Flächenstück, wie bei der Probescheibe erhält, sondern, dass sich das elektrische Verhalten jedes einzelnen Punktes ausgedehnter Flächen mit einem einzigen Blick übersehen lässt. Aufserdem gestattet die eigenthümliche Anordnung

dieser Pulver meist einen ziemlich sicheren Rückschluss auf den Sitz und die Entstehung der wirkenden Elektritätsmengen.

Eine geriebene Fläche zeigt nach dem Bestäuben Streifen, welche die Richtung des Reibens angeben. War Elektricität durch Funkenentladung auf die Fläche übergegangen, so erhält man eigentliche Staubfiguren, nach Glimmentladungen Staubflecke. Hat man es hingegen mit den Folgen von Fernwirkung zu thun, so findet man gröfsere Flächenstücke mit ein und demselben Pulver ziemlich gleichförmig bedeckt. Die kleinste Einwirkung störender Einflüsse benachbarter Körper, einer Spitze usw. wird dem Auge sofort wahrnehmbar, und wer sich die Mühe geben will, die später beschriebenen Versuche mit einer guten (glänzenden) Ebonitplatte zu wiederholen, der wird sich des Staunens nicht erwehren können über die Einfachheit und Präcision des genannten Hülftsmittels und über die Schönheit der Erscheinungen.

Ebenso wird man sich überzeugen, dass die mit den früher angewendeten Hülftsmitteln erhaltenen Resultate eben wegen solcher localen Störungen stets mit großer Unsicherheit behaftet seyn müssen.

Man kann in dieser Hinsicht folgende recht lehrreiche Versuche anstellen, welche vortreffliche Gelegenheit bieten, die verschiedenen hier erwähnten Punkte zu studiren:

Führt man auf die eine Fläche einer Ebonitplatte, welche auf isolirende Stützen gelegt und außerhalb des Wirkungskreises von Spitzen gebracht ist, mit Hülfe einer als Zuleiter dienenden Nadel einen positiven Entladungsfunk, so erhält man auf der einen, oberen, Fläche nach dem Bestäuben einen gelben Stern. Auf der unteren hingegen einen gelben Fleck mit verwaschenem Rande, dessen Grösse ungefähr jener des Sternes gleich kommt. Befand sich aber in der Nähe der unteren Fläche eine Spitze oder eine Flamme, so findet man auf dieser Fläche einen verwaschenen rothen Fleck. Lag endlich die Tafel auf einer abgeleiteten Metallplatte, so hat man auf der unteren Fläche

nach dem Bestäuben einen scharf begränzten rothen Fleck, dessen Ausdehnung viel geringer ist als jene des positiven Sternes, d. h. eine negative Lichtenberg'sche Figur.

Das erstemal befand sich nur auf der oberen Fläche wirklich Elektricität, welche nur durch Fernwirkung ihr Vorhandenseyn auch auf der unteren Fläche zu erkennen gab. Das zweitemal war wirklich negative Elektricität auf die untere Fläche übergegangen aber nur durch Glimmentladung, das drittemal hingegen durch Funkenentladung.

Bedeckt man eine isolirende Fläche, auf welche man eine kräftige Entladung übergehen ließ, mit einer vollkommen unelektrischen isolirenden Platte (Ebonit oder Glas) und bestäubt man letztere, so erhält man einen gelben oder rothen Fleck der ungefähr dieselbe Ausdehnung hat, wie die auf der unteren Platte entstandene positive oder negative Figur. Hebt man die Deckplatte vor dem Bestäuben ab, so erscheint keine Spur eines solchen Fleckes auf derselben. Man hatte also im ersten Falle wiederum nur die Folgen reiner Fernwirkung vor sich.

§. 3. Aufser den bisher erwähnten Hülfsmitteln kann man sich endlich noch eines weiteren bedienen, welches in manchen Fällen sehr schöne Resultate liefert. Man kann nämlich Gröfse und Richtung der Fernwirkung in der Umgebung des zu untersuchenden Körpers erforschen. Daraus lässt sich alsdann in ähnlicher Weise auf die Anordnung der wirkenden Massen schließen, wie man dies in der Lehre vom Erdmagnetismus zu thun gewohnt ist. Ich construirte mir zu dem Zwecke ein kleines Nadelchen von Schellack von 4 Ctm. Länge, welches an beiden Enden Hollundermarkkügelchen trug und an einem Coconfaden wie eine Drehwaage aufgehängt war. Das eine Kugelchen wurde positiv, das andere negativ geladen und verhielt sich demnach gegen Elektricität genau ebenso wie eine Magnetnadel gegen Magnetismus. Von der Mitte des Nadelchens hing ein ganz leichtes Senkel (ein Coconfaden mit einem kleinen Gewichtchen beschwert) herab bis nahe auf die Tischplatte welche mit einem Netz von Quadraten von 5 Ctm. Seite

verschen war. Nachdem nun das Senkel möglichst genau über einen Eckpunkt dieses Netzes gebracht war, konnte man durch Visiren über das Netz hin die Richtung der Nadel mit ziemlich grosser Genauigkeit bestimmen, und fand so die Richtung der horizontalen Componente. Schwingungsbeobachtungen ließen alsdann auf deren Stärke schließen.

Eine verhältnismässig geringe Zahl solcher Beobachtungen setzt in den Stand Systeme von Niveauflächen zu konstruiren, welche die interessantesten Aufschlüsse geben. Hier sollen zunächst nur zwei Versuche mitgetheilt werden, welche ich mit diesem Apparate angestellt habe, da sie mir für das Verständniß des Folgenden von Werth scheinen.

Sie betreffen den Einfluß, welchen Isolatoren auf die elektrische Fernwirkung äussern, und sind wohl geeignet auf die Art, wie nichtleitende Substanzen influencirt werden, einiges Licht zu werfen. Ich werde später bei einer eingehenden Untersuchung über die elektrische Fernwirkung ausführlich auf diese Versuche zurückkommen.

*Erster Versuch:* Senkrecht über einem der Eckpunkte des erwähnten Netzes befand sich eine an einem isolirenden Stiele befestigte Messingkugel von 7 Ctm. Durchmesser. Ihr Mittelpunkt war um 20 Ctm. von dem Tische entfernt. 10 Ctm. vor dem Centrum dieser Kugel wurde nun eine Platte aus grünem gut isolirenden Glas von 27 Ctm. Höhe 22,5 Ctm. Breite und 1,2<sup>mm</sup> Dicke auf einem Klotze so aufgestellt, daß der Fußpunkt des vom Centrum der Kugel auf die Platte gefällten Perpendikels gerade durch den Mittelpunkt der Platte ging. Auf der von der Kugel abgewendeten Seite der Tafel hing das Nadelchen herab und zwar so, daß die Mitte derselben sich in gleicher Höhe mit dem Centrum der Kugel befand und um 5 Ctm. von der Platte entfernt war.

Hatte man nun das Nadelchen zuvor geladen, und theilte man darauf der Kugel Elektricität mit, so richtete sich dasselbe sofort nach dem Centrum der Kugel, aber bereits nach wenigen Secunden wichen die Richtung desselben von der ursprünglichen, radialen ab, und stellte sich mit der

Zeit mehr und mehr senkrecht gegen die Platte. Ersetzt man die Platte durch eine gleichgrosse isolirte Blechtafel, so sieht man sofort, dass die Gränzlage, welcher sich das Nadelchen im ersten Falle fortwährend näherte jene ist, welche es bei Anwendung der Metallplatte sofort einnimmt.

Dieser Versuch lehrt, dass die Fernwirkung durch Zwischenschieben eines Isolators im Momente der Ladung nicht alterirt wird, und dass erst *mit der Zeit* in Folge der auf den Isolator wirkenden elektrischen Scheidungskräfte auf oder in diesem selbst Elektricität in Bewegung gesetzt wird, und dass man also erst nach einiger Zeit, die freilich in manchen Fällen sehr kurz seyn kann, von Influenzelektricität auf dem Isolator selbst sprechen kann.

Eine kurze Ueberlegung zeigt, dass bei dem eben beschriebenen Versuche jene Kräfte die Hauptrolle spielen müssen, welche in die Richtung der Oberfläche fallen. Diese Kraftcomponenten sind aber bei der vorliegenden Anordnung außerordentlich klein, während die von der Kugel ausgehende Gesamtkraft zur Wirkung kommen muss, wenn man die isolirende Platte so stellt, dass ihr horizontaler Durchmesser in einen Radius der Kugel zu liegen kommt. Dass in diesem Falle wirklich die durch Elektricitätsbewegung *auf dem Isolator* hervorgebrachten Aenderungen viel grösser sind, zeigt ein

*Zweiter Versuch:* Die Glasplatte wurde in einer Entfernung von 10 Ctm. vor dem Centrum der Kugel senkrecht so aufgestellt, dass der durch dieses Centrum gezogene horizontale Radius ganz in die Tafel fiel, und zugleich durch den Mittelpunkt derselben ging. Wurde jetzt die Kugel geladen, so stellte sich auch wieder das Nadelchen sofort in die radiale Richtung und wich dann allmälig aus derselben ab sich jener Richtung nähernd, welche es bei vollkommen leitender Tafel einnehmen müfste. Die Abweichungen sind in diesem Falle aber viel stärker als im oben beschriebenen.

Nimmt man nach mehreren Minuten die geladene Kugel weg, so sieht man aus der Stellung der Nadel sofort, dass

geschiedene Elektricität auf der Fläche zurückgeblieben ist, und zwar mit der influenzirenden gleichnamige auf der von der Kugel abgewendeten Hälfte, ungleichnamige auf der anderen. Diese bleibt sehr lange und die Platte tritt erst nach Stunden in ihren natürlichen Zustand zurück.

Nimmt man eine Platte von Hartgummi mit gut isolierenden Oberflächen (das sind solche, auf welchen man schöne Staubfiguren erhält) so gehen all die hier beschriebenen Veränderungen noch ungleich langsamer vor sich. Erst nach mehreren Minuten wird dort der Einfluß der auf dem Isolator durch Influenz geschiedenen Elektricitäten überhaupt merkbar, und nach einer halben Stunde schien das Maximum dieser Wirkung noch nicht erreicht, während nach Hinwegnahme der influenzirenden Kugel die Tafel noch mehrere Stunden lang den einmal angenommenen Zustand behielt.

*Diese Versuche lehren, daß zwar durch elektrische Fernwirkung auf oder in den Isolatoren Scheidungen und Bewegungen von Elektricität hervorgerufen werden, daß aber diese Veränderungen sämmtlich Functionen der Zeit sind, und daß sie um so langsamer vor sich gehen, je vollkommener der Isolator ist.*

Diese Vorgänge werden demnach bei der Erklärung der Versuche, welche man mit Leitern und Isolatoren anstellt, erst in zweiter Linie zu berücksichtigen seyn, und zwar vorzugsweise nur dann, wenn es sich um Erscheinungen handelt, bei welchen die Zeit eine Hauptrolle spielt.

Bei allen anderen hierher gehörigen Phänomenen wird man zunächst darnach zu suchen haben, inwiefern sich dieselben auch ohne diese noch so wenig studirten Vorgänge im Innern und auf den Oberflächen der Isolatoren erklären lassen.

## II.

**§. 4.** Dies vorausgeschickt, will ich mich nun zu dem Hauptpunkte dieser Untersuchung wenden, zu der Frage

über die von Rieß angenommenen drei Schichten in dem Kuchen eines Elektrophors.

Gegen die Annahme dieser drei Schichten wurde vor Kurzem, als ich bereits mit der vorliegenden Untersuchung beschäftigt war, wenn auch nicht dem Wortlaute, so doch wenigstens dem Sinne nach, auch von anderer Seite her Bedenken erhoben. Poggendorff stellt nämlich in einer Abhandlung: »Zur Frage, wie nicht leitende Substanzen influenzirt werden«<sup>1)</sup>, die Ansicht auf, daß man sich die Influenzirung von Nichtleitern in die Oberfläche verlegt denken müsse.

Diese Influenzirung der Oberflächen ist gewiß in vielen Fällen von großer Bedeutung (vergl. die oben mitgetheilten Versuche) und ich hoffe bald mit Sicherheit bestimmen zu können, welchen Anteil gerade dieser Vorgang an verschiedenen Erscheinungen hat. Die Fundamentalversuche über den Elektrophor lassen sich jedoch ohne all und jede Annahme einer Influenzirung des Isolators erklären, und müssen wohl auch so erklärt werden, weil sie gerade bei den Körpern, deren Oberflächen der Bewegung der Elektricität den größten Widerstand leisten, am Besten gelingen. Es soll daher hier von einer solchen Influenzirung der Oberflächen nicht mehr die Rede seyn.

Der Versuch auf welchen Rieß<sup>2)</sup> seine Annahme von den drei Schichten im Elektrophorkuchen stützt, ist folgender:

Reibt man eine Harz- (Schellack-, Ebonit-) Scheibe in freier Hand, so reagirt sie nach Prüfung an einem Elektroskop auf beiden Flächen negativ.

Lieg hingegen die Scheibe beim Reiben auf einer Metallplatte so reagirt die geriebene Fläche (*A*) negativ, die untere (*B*) aber gar nicht<sup>3)</sup>.

Entfernt man nun die negative Elektricität der geriebe-

1) Pogg. Ann. Bd. CXXXIX S. 458 bis 464.

2) Die Lehre von der Reibungselektricität. Bd. I, S. 295.

3) Dies ist jedoch nur der Fall, wenn hinlänglich stark gerieben wurde.

Bei schwachem Reiben reagirt die Scheibe genau ebenso, wie wenn sie in reier Luft gerieben worden wäre.

nen Fläche (*A*) durch Ueberfahren mit einer Flamme, so giebt sich sofort die positive Elektricität der unteren Fläche (*B*) am Elektroskop zu erkennen, und dafür erscheint die obere Fläche (*A*) unelektrisch. Ueberfährt man dann die untere Fläche (*B*) mit der Flamme, so erscheint sie unelektrisch und dafür die obere (*A*) wieder negativ. So kann man nun fortfahren und abwechselnd bald die eine, bald die andere Fläche unelektrisch machen.

Diese Versuche sind ganz richtig und lassen sich auch mit dem Pulvergemisch recht schön wiederholen; wir werden später noch einmal darauf zurückkommen, wenn die sämmtlichen auf die Theorie des Elektrophors bezüglichen Versuche im Zusammenhange beschrieben werden sollen.

Zur Vervollständigung dieser Versuchsreihe mußt aber noch hinzugefügt werden, daß man anstatt den Kuchen beim Reiben auf eine Metallplatte zu legen, gerade so gut denselben in freier Hand reiben und nachher die nicht geriebene Fläche mit einer Flamme bestreichen kann. Aus diesen Versuchen schließt Rieß auf die Existenz dreier elektrischer Schichten in dem in freier Hand geriebenen Elektrophorkuchen. Diese Annahme ist vollkommen überflüssig. Erinnert man sich nämlich an die bekannte That-sache, daß die Fernwirkung der Elektricität durch Zwischen-schieben eines Isolators umso weniger alterirt wird, je voll-kommener der Isolator ist, so versteht man leicht, daß ein Kuchen, der aus einem solchen bestände nach Elektrisirung der einen Seite genau dieselben beschriebenen Erscheinun-gen zeigen mußt, auch wenn keine andre Kraft als jene Fernwirkung thätig ist.

Während nämlich bei Anlegen der geriebenen Seite *A* die durch Reibung erzeugte negative Elektricität direct auf das Elektroskop übergeht, so wird bei Anlegen der Fläche *B* die im *Elektroskop* durch Influenz erregte positive Elektricität auf *B* übergehen und das Elektroskop demnach ebenfalls mit negativer Elektricität divergiren.

Liegt die Scheibe beim Reiben auf einer Metallplatte, so geht in Folge der von der geriebenen Fläche ausgeübten

Fernwirkung in dieser Platte eine Scheidung der Elektricität vor sich und positive Elektricität begiebt sich in Funken auf die Fläche *B*. Diese Elektricitätsmenge ist aber nicht hinreichend groß, um die Fernwirkung der auf *A* befindlichen negativen Elektricität zu überwinden und sie wird demnach an dem Elektroskop nicht erkannt werden. Ja es wird sogar im Mittel, wie wir später sehen werden, die Wirkung der primär erregten negativen Elektricität noch etwas überwiegen. Mit dem Pulver untersucht, sieht man auf *B* die positiven Sterne; aber nicht gelb auf neutralem Grunde sondern schwarz, d. h. staubfrei auf rothem Grunde, wenn man bestäubt, während man die Scheibe in freier Hand hält, oder noch besser auf hohe isolirende Stützen gelegt hat. D. h. die Wirkung der primären negativen Elektricität gestattet nicht, dass der negative Schwefel sich auf den von der positiven Elektricität bedeckten Stellen auflege, und die Anwesenheit solcher Stellen verräth sich nur durch die *geringe Anziehung*, welche sie gegen die Mennige ausüben. Vermindert man die Fernwirkung der primär erregten Elektricität, indem man die Scheibe mit der geriebenen Seite auf eine abgeleitete Platte legt, so erscheinen nach dem Bestäuben sofort gelbe Sterne.

In vollkommen analoger Weise lassen sich die Versuche mit der Flamme erklären. Bestreicht man nämlich die nicht geriebene Seite *B* mit der Flamme, so sieht man leicht ein, dass auf dieser Fläche positive Elektricität angehäuft werden muss, auch wenn man annimmt, dass vorher gar keine Elektricität auf derselben vorhanden und ihre elektroskopische Anzeige nur durch Fernwirkung der auf *A* primär erregten Elektricität bedingt gewesen sey. Man kann sich ja doch die Zerlegung durch Influenz in die Flamme selbst oder in die Schichte niedergeschlagenen Dampfes verlegt denken, welche sich im Momente des Bestreichens mit der Flamme an jeder Stelle bildet. Dann muss aber negative Elektricität durch die Spitzenwirkung der Flamme entfernt werden, während die positive Elektricität auf der Fläche zurückbleibt.

Ueberfährt man aber nun die Fläche *A* mit der Flamme, so kann die vorhandene negative Elektricität nur zum Theile weggeführt werden, da sie größtentheils durch die positive der Fläche *B* — man gestatte mir diesen Ausdruck — gebunden wird. Selbstverständlich überwiegt nun die auf *B* vorhandene positive Elektricität und man kann so, wie schon Rieß angiebt, durch abwechselndes Bestreichen der Flächen mit der Flamme bald der einen und bald der anderen Elektricität das Uebergewicht verschaffen, freilich mit fortwährend abnehmender Stärke. Stellt man das Experiment mit dem Pulvergemisch an, indem man zuerst auf einer Ebonitplatte nur eine kleine Stelle reibt, so sieht man abwechselnd rothe und gelbe Flecken auf den entsprechenden Seiten entstehen.

Zur Erklärung der nach Auflegen auf eine abgeleitete Platte oder nach einmaligem Bestreichen mit der Flamme auf *B* erscheinenden positiven Elektricität macht Rieß die Annahme einer positiven Schicht im Innern. Consequenter Weise hätte er zur Erklärung der letzteren Thatsache eine Reihe abwechselnd positiver und negativer Schichten im Isolator annehmen müssen.

Bisher wurde nur gezeigt, dass sich die von Rieß beobachteten Thatsachen auch auf eine andere Weise erklären lassen, als durch die Annahme der drei Schichten. Es erübrigts nun zu beweisen, dass sie anders erklärt werden müssen. Dies kann man mit Hülfe eines Versuches, der einem in der citirten Abhandlung von Poggendorff beschriebenen vollkommen analog ist.

Elektrisiert man nämlich die Scheibe, während sie nicht auf der Bodenplatte aufliegt, und überfährt man dann dieselbe zuerst auf der geriebenen nachher aber auch auf der nicht geriebenen Seite mit der Flamme, so müfste nach der Rieß'schen Hypothese die positive Schicht zur Geltung kommen, welche sich im Innern des Isolators befunden haben soll. Nach meiner Ansicht hingegen muss die Tafel jetzt vollkommen unelektrisch seyn.

Der Versuch zeigt, dass die Tafel wirklich alle Elektri-

cität verliert. Er muss jedoch mit großer Vorsicht ange stellt werden. Ich konnte ihn nur rein erhalten, wenn ich eine größere Ebonitplatte (wenigstens 25 Ctm. Durchmesser) nahm, und diese nur an einer kleinen Stelle in der Mitte rieb. Sobald ein größerer Theil der Fläche elektrisiert, oder eine kleinere Tafel angewendet wurde, war es gar nicht zu vermeiden, dass positive Elektricität von den Fingerspitzen der haltenden Hand, vom Rockärmel usw. auch auf die nicht geriebene Seite überströmte und so das Experiment unrein wurde. Die Untersuchung mit dem Pul vergemisch lässt alle derartige Störungen aufs Schärfste erkennen.

§. 5. Das richtige Verständniß dieses Versuches ist nicht nur für die Theorie des Elektrophors von Bedeutung, sondern für die ganze Lehre von der Influenzirung der Isolatoren.

Riefs hält die Existenz der gleichnamigen Influenzelek tricität auf der nicht geriebenen Seite eben durch diesen Versuch (natürlich ohne den eben angeführten Gegenver such) für bewiesen, und ist demnach genöthigt, Reihen von anderen Versuchen aus demselben Gesichtspunkte zu erklären. In seiner Abhandlung »Ueber die Wirkung nicht leitender Körper bei der elektrischen Influenz«<sup>1)</sup> sagt er auf S. 350 »dass auch die am vollkommenen isolirenden Körper durch die Influenz eines elektrisierten Körpers an ihrer Oberfläche mit beiden Elektricitätsarten versehen werden, steht fest, und dass diese Elektricitäten auf jeder der gebrauchten isolirenden Zwischenplatten in der kurzen Zeit zum Vorschein kommen, in welcher die Wirkung jener Platten beobachtet wurde lehrt ein leichter sehr augenfälliger Versuch«. Dieser Versuch, wegen dessen Beschreibung ich auf die citirte Abhandlung verweise, hat dann eine Hauptrolle gespielt in einem nie vereinigten Streite mit Faraday, welcher in demselben gerade einen Gegenbe weis für die von Riefs aufgestellte Ansicht erblickt<sup>2)</sup>.

1) Diese Annalen Bd. XCH, S. 337 bis 354.

2) Diese Annalen Bd. XCIV, S. 422.

Auch in einer neueren Abhandlung über die »Influenz einer nichtleitenden Platte auf sich selbst«<sup>1)</sup> hat Rieß verschiedene Versuche beschrieben, welche er sämmtlich aus dem einmal angenommenen Gesichtspunkte erklärt, obwohl sie sich einfacher ohne diese Annahme erklären lassen. Die Möglichkeit der anderen Auffassung giebt er a. a. O. S. 604 selbst zu, schneidet aber eine weitere Verfolgung derselben als einer unrichtigen einfach mit den Worten ab: »Auf der freistehenden Platte<sup>2)</sup> ist die gleichnamige Influenzelektricität sicher nachgewiesen worden, damit aber ist das Vorhandenseyn der *ungleichnamigen* Influenzelektricität in der Platte *unwiderleglich* bewiesen«. Dennoch hält er es für gut, noch einige Versuche hierüber anzuführen, denen gewifs keine höhere Beweiskraft beigelegt werden kann, als den übrigen »*unwiderleglichen*« Beweisen, welche im Grunde genommen sämmtlich auf der oben eingehend discutirten, gelinde gesagt, willkürlichen Auslegung der Angaben einer Probescheibe oder eines Elektroskopes beruhen.

Eine ausführliche Besprechung dieser verschiedenen Versuche verspare ich auf eine andere Gelegenheit, hier war es mir nur darum zu thun, darauf hinzuweisen, dass die richtige Auffassung des in diesem Abschnitte besprochenen Versuches mit dem Elektrophorkuchen von weittragender principieller Bedeutung ist.

### III.

**§. 6.** Es sollen nun die Versuche beschrieben werden, welche der nur auf die elektrische Fernwirkung basirten Theorie als Grundlage dienen. Einige Wiederholungen ließen sich hiebei nicht vermeiden, da sie zum Verständniß des Ganzen unerlässlich waren. Zu den Experimenten dienten zwei kreisförmige Ebonitplatten. Die eine hatte bei einer Dicke von 5 Mm. einen Durchmesser von 25 Ctm.;

1) Diese Annalen Bd. CXXXII, S. 592 bis 607.

2) Man kann sich darunter füglich den Elektrophorkuchen vorstellen.

sie lag beim Gebrauche als Elektrophorkuchen auf einer Zinkscheibe von 52 Ctm. Durchmesser und trug einen Schild von 35 Ctm. Durchmesser. Die andere Platte war nur 4<sup>mm</sup> dick und hatte 23 Ctm. Durchmesser. Aufserdem wurde auch mit ebenen Tafeln aus grünem ordinären Glase experimentirt und die gleichen Resultate, natürlich mit entgegengesetztem Vorzeichen erhalten.

Von den beiden Ebonitplatten hatte die grössere bereits seit einem Jahr als Elektrophorkuchen gedient, und war dem entsprechend gewöhnlich mit ihrem Schild bedeckt gewesen. Merkwürdiger Weise zeigt nun an dieser Platte der äufsere Rand in einer Breite von 5 Ctm., d. h. gerade so weit als er dem Einflusse der Luft ausgesetzt war, ein ganz anderes elektrisches Verhalten als der centrale Theil. Die kleine Platte hingegen war ganz neu und verhielt sich ihrer ganzen Ausdehnung nach gerade so, wie der centrale Theil der ersteren. Dieses eigenthümliche Verhalten des Randes beruht auf einer Veränderung der Oberfläche an den nicht vom Schild bedeckten Stellen. Dies geht schon daraus hervor, dass der Rand weniger glänzend und grauer gefärbt erscheint als der centrale Theil. Noch schlagender aber konnte ich mich von diesem anderen Verhalten der Oberfläche an den Randtheilen überzeugen; indem ich den vollkommen unelektrisch gemachten Kuchen auf die Bodenplatte auflegte und nun auf verschiedene Stellen des Kuchens Entladungsfunkens führte. Im centralen Theile entstanden deutliche Staubfiguren im peripherischen keine. Wurde der Zuleiter in der Nähe des Randes aufgesetzt, so war die entstehende Figur nur bis zu der inneren Gränze dieses Randes zu deutlich, der auf den Rand selbst fallende Theil aber unkenntlich. Da dies eigene Verhalten des Randes demnach nur in Oberflächenveränderung nicht aber im Wesen des Elektrophors seinen Grund hatte, so nehme ich im Folgenden darauf keine Rücksicht. Die Beschreibungen gelten demnach nur für eine neue Platte oder für den durch den Deckel geschützten Theil einer älteren.

Mit diesen Tafeln wurden nun folgende Versuche ange stellt:

*Erster Versuch:* Reibt man den Kuchen, während man ihn senkrecht auf einen Tisch aufstützt, und nur oben leicht am Rande festhält, so wird er nach dem Bestäuben auf beiden Seiten von rother Mennige bedeckt. Nichtsdestoweniger gewähren die beiden Flächen einen verschiedenartigen Anblick. Die geriebene Fläche zeigt Streifen, aus denen sich die Richtung des Reibens deutlich erkennen lässt, dann und wann untermischt mit gelben Stellen. Auf der anderen Seite hingegen ist der Pulverniederschlag ziemlich gleichförmig. Bei stärkerem Reiben ist der Uebergang von positiver Elektricität auf den Kuchen nicht zu vermeiden, was sich nach dem Bestäuben leicht erkennen lässt.

Die Erklärung dieses Versuches wurde schon oben gegeben. Man hat es hier einfach mit der Wirkung einer einzigen negativ elektrischen Schicht zu thun und es wird demnach positive Elektricität auf beiden Seiten angezogen.

*Zweiter Versuch:* Reibt man den Kuchen, während er auf der abgeleiteten Bodenplatte liegt, ganz schwach, so verhält es sich nach dem Abheben und Bestäuben gerade so, als ob man in freier Luft gerieben hätte. Legt man auf einen solchen in gewöhnlicher Weise auf der Bodenplatte ruhenden Kuchen den Schild auf, so kann man aus dem abgehobenen Silde einen positiven Funken ziehen. Kehrt man aber den Kuchen um, so dass er mit der geriebenen Seite auf die Bodenplatte zu liegen kommt, so liefert der Schild nach dem Abheben nur Spuren oder gar keine Elektricität.

Legt man dagegen den Kuchen, während er noch immer seine geriebene Seite der Bodenplatte zuwendet, auf isolrende Stützen z. B. Siegellacksäulchen, so erhält man auf dem in gewöhnlicher Weise aufgelegten und abgehobenen Silde positive Elektricität, und zwar umso mehr je höher diese Stützen sind.

Diese Versuche lehren, dass bei ganz schwacher primärer Elektrisirung weder zwischen Kuchen und Bodenplatte,

noch zwischen Kuchen und Schild ein Uebergang von Elektricität stattfindet, und dass demnach in diesem Falle nur die durch Reibung direct erregte zur Geltung kommen kann.

Ruht nun der Kuchen in normaler Lage auf der Bodenplatte, so wird die Wirkung der primär erregten Elektricität auf den Schild durch die in der viel ferneren Bodenplatte angezogene positive Elektricität nur wenig geschwächt, und der Schild muss deshalb nach dem Abheben merkliche Mengen positiver Elektricität liefern. Kehrt dagegen der Kuchen seine geriebene Seite gegen die Bodenplatte, so wird durch die in der dicht benachbarten Bodenplatte angesammelte positive Elektricität die Wirkung der primär erregten auf den viel entfernteren Schild außerordentlich gering, und der Schild deshalb nach dem Abheben unelektrisch befunden werden.

Eine einfache Rechnung zeigt, dass sich die in den beiden Lagen auf dem Schilde befindlichen Elektricitätsmengen wie  $D$  zu  $d$  verhalten müssen<sup>1)</sup>, wenn man unter  $D$  die Dicke der zwischen ihm und der Bodenplatte (beziehungsweise dem Schilde) befindlichen Luftschicht versteht. Dieses Verhältnis  $\frac{D}{d}$  ist aber jedenfalls eine sehr grosse Zahl. Wird dagegen der Kuchen von der Bodenplatte entfernt, so verliert die auf der Bodenplatte angesammelte positive Elektricität ihren Einfluss und zwar um so mehr, je höher die Stützen sind, die primäre kommt wieder zur Wirkung und der Schild muss demnach wieder positive Elektricität liefern.

*Dritter Versuch:* Reibt man den Kuchen während er auf der Bodenplatte liegt ziemlich stark, so bemerkt man im Allgemeinen nach dem Bestäuben der geriebenen Fläche keinen wesentlichen Unterschied gegen den vorhin beschriebenen Fall. Nur wenn gar zu stark gerieben wurde, was sich schon beim Aufsetzen des Schildes durch ein knistern des Geräusch zu erkennen gibt, erblickt man nachher an

1) Streng genommen wie  $D + d$  zu  $d$ .

jenen Stellen, über welchen sich der Rand des Schildes befand, einen Kranz von gelben Strahlen und Sternen. Wir wollen zunächst von diesem Falle absehen, und voraussetzen, die obere Fläche zeige den schon früher beschriebenen Anblick, so bietet dagegen die untere Fläche jetzt ein höchst merkwürdiges und meist sehr schönes Bild dar, und zwar ein verschiedenes, je nachdem der Kuchen während des Bestäubens (mit der Fläche A) auf der Bodenplatte oder auf hohen Stützen liegt.

Im ersten Falle ist die ganze Fläche übersät mit gelben Sternen, welche zum Theil noch einen rothen Centrafleck besitzen, im letzteren Falle haftet gar kein Schwefel an der Fläche, sondern dieselben Sterne erscheinen schwarz d. h. staubfrei auf der Fläche. Hat man das Bestäuben in der ersten Lage vorgenommen und hebt man dann den Kuchen ab, so fliegt der Schwefel von den Sternen weg gegen den Rand zu.

Dieser Versuch lehrt: während des Reibens wird der Raum zwischen Bodenplatte und Kuchen von Funken durchbrochen, und zwar schlägt sich die positive Elektricität in Form der bekannten Sterne auf dem Kuchen nieder.

Die Menge dieser positiven Elektricität ist aber viel geringer als jene der negativen, welche sich auf Fläche A befindet, denn wenn die Wirkung der letzteren nicht durch die in der Bodenplatte angezogene positive Elektricität neutralisiert wird, so überwiegt die Wirkung der primär erregten Elektricität, da nach dem Abheben der Schwefel auch von jenen Stellen, welche unzweifelhaft mit positiver Elektricität bedeckt sind, nicht angezogen, sondern abgestoßen wird.

Dies ist ein vortreffliches Beispiel dafür, wie die an einer bestimmten Stelle vorhandene Elektricität durch stärkere Fernwirkung anderweitig vertheilter Mengen elektroskopisch unkenntlich gemacht werden kann.

Die Dichtigkeit der eben ausgesprochenen Ansicht lässt sich durch einen weiteren Versuch prüfen. Wenn es nämlich wahr ist, dass die auf die untere Fläche übergegangene

positive Elektricität nur dann zur Wirkung kommen kann, wenn die Wirkung der primär erregten stärkeren Elektricität durch die Wirkung anderweitig vorhandener entgegengesetzter Elektricitätsmengen geschwächt ist, so darf auch nach Umkehrung des Elektrophorkuchens nur so lange negative Elektricität im Schilde auftreten, als der Kuchen nahe genug an der Bodenplatte liegt, während bei allmählig größerer Entfernung des Kuchens eine Stelle kommen muss, wo das Vorzeichen des aus dem abgehobenen Schilde gezogenen Funkens umspringt. Dafs dem wirklich so ist, zeigt das folgende Experiment:

*Vierter Versuch:* Kehrt man den in normaler Lage hinreichend stark geriebenen Kuchen eines Elektrophors um, und legt man ihn nun mit der geriebenen Seite auf die Bodenplatte, so liefert bekanntlich der Schild nach dem Ableiten und Abheben negative Elektricität. Legt man aber den Kuchen nach und nach auf immer höhere Stützen, so nimmt zuerst die Menge der gelieferten negativen Elektricität außerordentlich rasch ab, verschwindet dann bei einem bestimmten Abstande zwischen Bodenplatte und Kuchen vollständig bis bei noch größeren Abständen allmählig immer stärkere positive Ladungen auftreten. Man kann dies vortrefflich sichtbar machen, wenn man statt eines Elektroskopos wieder Staubfiguren anwendet, indem man den Schild nach dem jedesmaligen Abheben mit dem auf eine Probeplatte aufgesetzten Zuleiter in Berührung bringt. Dann erhält man der Reihe nach zuerst immer kleinere negative und dann fortgesetzt wachsende positive Figuren.

*Fünfter Versuch:* Von dem eben beschriebenen Versuche kann man auch eine interessante Umkehrung machen: Legt man nämlich die Bodenplatte auf isolirende Stützen, so dafs man die Verbindung mit der Erde nach Belieben herstellen und unterbrechen kann, lässt man alsdann diese Verbindung nur so lange bestehen, bis der auf der Bodenplatte liegende Kuchen gerieben, das Schild aufgesetzt und momentan abgeleitet ist, und hebt man jetzt den Kuchen mit dem Schilde ab, so spielt die Bodenplatte genau die-

selbe Rolle, welche früher dem Schild zufiel. Es muss demnach bei hinreichend starker Elektrisirung des Kuchens und bei dicht auf dem Kuchen liegenden Schilden in der Bodenplatte schliesslich Elektricität auftreten, welche der primären *gleichnamig* ist. Während des Reibens aber sammelte sich in dieser Platte Elektricität, welche mit der primären *ungleichnamig* war. Es muss demnach das Vorzeichen der in der abgeleiteten Bodenplatte befindlichen Elektricität durch Aufsetzen des abgeleiteten Schildes eine Umkehrung erfahren, welche sich durch den Versuch leicht nachweisen lässt.

*Sechster Versuch:* Die bisher angestellten Versuche haben gezeigt, dass bei nicht übermässiger Elektrisirung wirklich, wie man auch stets annahm, zwischen Schild und geriebener Fläche kein Uebergang von Elektricität statt hat während ein solcher zwischen der Bodenplatte und der nicht geriebenen Fläche vor sich geht. Das Verständniß dieser merkwürdigen Thatsache wird erleichtert durch den folgenden Versuch:

Reibt man den Kuchen während er auf isolirenden Stützen liegt, und bedeckt man ihn nun mit einer ganz unelektrisch gemachten Ebonit oder Glasplatte und setzt man dann auf diese einen abgeleiteten Zuleiter auf, so sieht man auf diese Platten nach dem Bestäuben positive Figuren. Diese werden viel kleiner, wenn man den Kuchen auf die Bodenplatte auflegt. Man könnte den Zuleiter auch direct auf den Kuchen aufsetzen, würde jedoch dabei im Allgemeinen keine zuverlässigen Resultate erhalten, da die Gestalt der entstehenden Figur auf einer geriebenen Fläche von der immer sehr verschiedenartigen Erregung der einzelnen Stellen abhängig ist.

Dieser Versuch lehrt, dass durch die Nachbarschaft der Bodenplatte und selbstverständlich ebenso durch die auf der Fläche *B* niedergeschlagene positive Elektricität die Scheidungskraft, welche *A* auf einen oberhalb gelegenen Punkt ausübt, vermindert wird. Es wird demnach auch viel leichter ein Uebergang von Elektricität zwischen Kuchen und Bodenplatte stattfinden, als zwischen dem Kuchen

und dem erst nachträglich aufgesetzten Schilden, da die Wirkung der primär erregten Elektricität eben durch die auf der Bodenplatte und der Fläche *B* befindlichen grosstheils polarisiert ist. War die primäre Erregung zu stark, so kann immerhin auch der Raum zwischen Schild und Kuchen von Funken durchbohrt werden; dadurch wird dann ein Theil der ursprünglich erregten Elektricität neutralisiert und man hat nun wieder den vorigen Fall. Daher röhrt es auch, dass es für jeden Elektrophor ein von der Beschaffenheit der Luft abhängiges Wirkungsmaximum giebt, welches auch durch noch so starkes Reiben nicht überschritten werden kann. Eigentlich lässt sich dies alles schon aus den bekannten Fundamentalsätzen der Elektricitätslehre ableiten, nichtsdestoweniger schien es mir zweckwässig, diesen Schluss noch durch einen besonderen Versuch zu bekräftigen.

Aus den hier mitgetheilten Versuchen geht hervor, dass sich sämmtliche Phänomene, welche man beim Elektrophor beobachtet, aus der Fernwirkung erklären lassen und dass es ganz überflüssig ist, zu der Annahme einer Influenzirung des Isolators seine Zuflucht zu nehmen. Es sollen nun die hier im Einzelnen und nur qualitativ gegebenen Erklärungen in die Form einer geschlossenen mathematischen Theorie gebracht werden.

#### IV.

§. 7. Als Grundlage dieser Theorie, die sich in ihren Hauptpunkten an die älteren Theorien des Elektophors von Wilke und Lichtenberg<sup>1)</sup> anschliesst, dienen die beiden Sätze:

Erstens: Die Fernwirkung elektrisirter Körper aufeinander wird durch Zwischenschieben eines *vollkommenen* und vollkommen unelektrischen Isolators nicht gestört.

Zweitens: Ein geladener Leiter entladet sich gegen einen benachbarten Leiter oder Nichtleiter, sobald eine hinreichend grosse elektrische Kraft gegen diesen Körper zu thätig ist. Findet die Entladung gegen einen Isolator statt,

1) S. Erxleben, Anfangsgründe d. Naturlehre herausgeg. von Lichtenberg. 6. Aufl. S. 519 ff.

so wird nur ein Theil der vorhandenen Elektricität übergehen, und demnach ein der ursprünglichen Ladung gleichnamiger Rückstand bleiben.

Diese beiden Annahmen dürften wohl kaum auf Widerspruch stoßen. Jedenfalls stimmt die aus ihnen abgeleitete Theorie des Elektrophors in allen Punkten mit der Erfahrung überein, so daß eben die Versuche am Elektrophor wiederum als Bestätigung der Voraussetzungen dienen.

Um die Entwicklungen nicht unnöthig zu compliciren, sollen sie nur für den idealen Fall durchgeführt werden, wo Kuchen, Bodenplatte und Schild bei endlicher Dicke und endlichen Entfernung von einander eine unendliche Ausdehnung besitzen. Die Fehler, welche durch diese Annahme bei einem Elektrophor mit einem Schilde vom Durchmesser  $R$ , und bei dem Abstande  $\delta$  zwischen Schild und Bodenplatte begangen werden, sind nur von der Ordnung  $\frac{\delta}{R}$ . Man sieht hieraus, daß die unter dieser Voraussetzung aufgestellte Theorie als erste Annäherung vollkommen zulässig ist.

Die Entwicklung und das Verständniß dieser Theorie wird wesentlich erleichtert durch die Kenntniß einiger allgemeinen Sätze, welche für ein System von beliebig vielen unendlich großen parallelen mit Elektricität bedeckten Ebenen gelten. Ich schicke diese Sätze deshalb hier voraus:

Wählt man eine auf den sämtlichen Ebenen senkrechte Gerade als X-Axe eines rechtwinkligen Coordinatensystems, dessen Ursprung in einem beliebigen Punkte dieser Geraden liegen mag, so erhält man für die von den sämtlichen Elektricitätsmengen herrührende Potentialfunktion die Gleichung

$$V = fx$$

da wegen der unendlichen Ausdehnung der Flächen die Coordinaten  $y$  und  $z$  gar nicht in Betracht kommen.

Es geht demnach die bekannte für jeden Punkt außerhalb der elektrisirten Flächen gültige Grundgleichung

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0$$

in die Form über

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 0.$$

Hieraus folgt

$$X = \frac{dV}{dx} = C, \quad (1)$$

wenn  $X$  die Kraft bedeutet, welche auf die Einheit der positiven Elektricität im Sinne der  $X$ -Axe ausgeübt wird.

Die Constante  $C$  hat im Allgemeinen zwischen jedem Paare der betrachteten Ebenen und außerhalb sämmtlicher Flächen verschiedene Werthe.

Aus der letzten Gleichung folgt:

$$V = Cx + K. \quad (2)$$

Es ist demnach der Verlauf der Potentialfunction allenthalben linear, und da diese Function selbst ihrer Natur nach stetig ist, so wird der Gang derselben in einer durch die  $X$ -Axe gelegten Ebene im Allgemeinen durch eine gebrochene Linie dargestellt, deren Ecken in den Flächen liegen.

Man kann nun bei einer der beiden äußersten Flächen zu zählen anfangen und dieselben der Reihe nach durch  $S_1 S_2 \dots S_n$  bezeichnen. Dann wird man consequenter Weise die Werthe der Potentialfunction in diesen Flächen durch  $V_1 V_2 \dots V_n$  und die Dichtigkeiten der Elektricität in denselben durch  $\varrho_1 \varrho_2 \dots \varrho_n$  darstellen müssen. Der Werth, welchen die Potentialfunction  $V$  außerhalb  $S_1$  besitzt, soll  $V^0$  heißen, jener zwischen  $S_1$  und  $S_2$  aber  $V$  usw. die Abstände der einzelnen Flächen von einander  $\delta' \delta'' \dots \delta^{n-1}$  und die Kräfte im Sinne der  $X$ -Axe  $X^0 X' X'' \dots X^n$ .

Verlegt man nun den Ursprung der Coordinaten nach  $S_1$ , so hat man die Gleichungen:

$$\begin{aligned} V &= V_0 + X' x \\ V' &= V_1 + X''(x - \delta') \\ &\vdots \\ V^n &= V_n + X''(x - \delta' \dots - \delta^{n-1}) \end{aligned} \quad (3)$$

und demnach auch

$$\begin{aligned} V_1 &= V_0 + X' \delta' \\ V_2 &= V_0 + X' \delta' + X'' \delta'' \\ &\vdots \\ V_n &= V_0 + X' \delta' + \dots + X^{n-1} \delta^{n-1} \end{aligned} \quad (4)$$

Aufserdem folgen aus dem bekannten Satze:

$$\frac{dV}{dn_{n=+0}} - \frac{dV}{dn_{n=-0}} = 4\pi\rho,$$

wenn man unter  $\rho$  die Dichtigkeit der Elektricität auf einer Fläche und unter  $dn$  das Element der Normalen auf dieselbe versteht, die Gleichungen<sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned} 4\pi\rho_1 &= X' - X^0 \\ 4\pi\rho_2 &= X'' - X' \\ &\vdots \\ 4\pi\rho_n &= X^n - X^{n-1} \end{aligned} \quad (5)$$

Aus diesen verschiedenen Gleichungen ergiebt sich nun die Folgerung:

Wenn  $V_n$  einen endlichen Werth hat, so ist  $V^n$  eine Constante und  $X^n = 0$ ; denn es ist

$$\begin{aligned} V^n &= V_n + X^n(x - \delta' - \dots - \delta^{n-1}) \\ &= V_n + X^n x - X^n(\delta' + \delta'' + \dots + \delta^{n-1}), \end{aligned}$$

hätte nun  $X^n$  einen endlichen Werth, so würde für  $x = \infty$  auch  $V^n = \infty$  d. h. die Potentialfunktion nähme in unendlicher Entfernung von den wirkenden Massen einen unendlich großen Werth an, was unmöglich ist.

$V^n$  hat aber einen endlichen Werth, so oft irgend einer der Werthe  $V_1 \dots V_{n-1}$  einen solchen besitzt, und die Dichtigkeit  $\rho$  auf keiner der Flächen unendlich groß ist.

Da man mit dem Zählen gerade so gut bei der Fläche  $S$  beginnen könnte, als bei  $S_1$ , so gilt dasselbe, was vorhin für  $V^n$  bewiesen wurde, unter den nämlichen Bedingungen auch für  $V^0$  und es ist mithin alsdann auch  $X^0 = 0$ .

1) Im Einklange mit Clausius gebe ich in der Potentialfunction positiv elektrischer Mengen nach negative Vorzeichen und man trifft deshalb in den folgenden Formeln häufig das entgegengesetzte Vorzeichen, welches man bei der Attraction ponderabler Massen zu finden gewohnt ist.

§. 8. Diese Sätze, welche zugleich die allgemeinste Grundlage für die Theorie des Condensators der Franklin'schen Tafel usw. bilden, sollen nun für die des Elektrophors verwerthet werden. Wir betrachten zu dem Ende nur vier von diesen Flächen und verstehen unter  $S_1$  die Bodenplatte (beziehungsweise die dem Kuchen zugewendete Seite derselben), unter  $S_2$  die nicht geriebene und unter  $S_3$  die geriebene Fläche des Kuchens, unter  $S_4$  den Schild. Wenn wir den Kuchen für sich allein untersuchen wollen, denken wir uns ganz einfach die Flächen  $S_1$  und  $S_4$  hinweggenommen, oder was dasselbe ist, mit Elektricität von der Dichtigkeit 0 bedeckt, und betrachten alsdann nur die Flächen  $S_2$  und  $S_3$ .

Reibt man den Kuchen in freier Luft, ohne daß aus der Nachbarschaft Elektricität auf denselben übergehen kann, so hat man die Bedingungen:  $\varrho_3$  hat irgend einen endlichen Werth, und  $\varrho_2$  ist gleich 0; dann ist

$$4\pi\varrho_3 = X''' - X''$$

dabei müssen  $X''$  und  $X'''$  ihrem absoluten Werthe nach gleich seyn, da zu beiden Seiten der einzigen elektrisirten Fläche vollkommene Symmetrie herrscht.

Es ist demnach

$$X'' = -2\pi\varrho_3$$

und

$$X''' = +2\pi\varrho_3$$

d. h. die Kraft ist auf beiden Seiten gleich grofs aber entgegengesetzt gerichtet. (Erster Versuch.)

Liegt nun der Kuchen auf der abgeleiteten Bodenplatte, während er gerieben wird, und ist nun keine Elektricität von der Bodenplatte auf den Kuchen übergegangen, so hat man die Bedingungen:

$$V_1 = 0$$

$$\varrho_2 = 0$$

und demnach auch

$$X^0 = 0$$

und

$$X''' = 0.$$

Die in der Einleitung aufgestellten Gleichungen gehen demnach über in

$$\begin{aligned}4\pi\varrho_1 &= X' \\4\pi\varrho_2 &= X'' - X' = 0 \\4\pi\varrho_3 &= -X''.\end{aligned}$$

Hieraus folgt:

$$\varrho_1 = -\varrho_3$$

d. h.: So lange noch kein Elektricitätsübergang zwischen Bodenplatte und Kuchen stattgefunden hat, ist die Elektricität der erstenen der primär erregten ungleichnamig. Ihre Dichtigkeit jener der primären (nahezu) gleich.

Die Kraft  $X'$  aber, welche zwischen Bodenplatte und Kuchen wirksam ist, ergibt sich als

$$X' = 4\pi\varrho_1 = -4\pi\varrho_3. \quad (6)$$

Indem nun diese Kraft zur Wirkung gelangt, so geht ein Theil der Elektricität von  $S_1$  auf  $S_2$  über, und man hat demnach

$$\begin{aligned}4\pi\varrho_1 &= X' \\4\pi\varrho_2 &= X'' - X' \\4\pi\varrho_3 &= -X''\end{aligned}$$

woraus durch Summation folgt:

$$\varrho_1 - \varrho_2 + \varrho_3 = 0$$

oder

$$\varrho_3 = -\varrho_1 + \varrho_2$$

Da das Zeichen von  $\varrho_1$  durch den hier betrachteten Vorgang nicht umspringen kann, demnach  $\varrho_1$  seinem absoluten Werthe nach kleiner seyn muss als  $\varrho_3$ , so hat  $\varrho_2$  dasselbe Vorzeichen wie  $\varrho_1$ , und man kann demnach schreiben

$$\varrho_2 = -\varepsilon\varrho_3 \text{ und } \varrho_1 = -(1-\varepsilon)\varrho_3. \quad (7)$$

wo  $\varepsilon$  ein positiver ächter Bruch ist.

Während vorher die Kraft  $X' = -4\pi\varrho_3$  war, so wirkt jetzt zwischen Bodenplatte und Kuchen nur mehr die Kraft

$$X' = -4\pi(1-\varepsilon)\varrho_3.$$

Hebt man nun den Kuchen ab, so erhält man

$$X'' = -2\pi(\varrho_3 + \varrho_2) = -2\pi(1-\varepsilon)\varrho_3$$

und  $X''' = 2\pi(\varrho_3 + \varrho_2) = 2\pi(1-\varepsilon)\varrho_3$ .

Die Kraft hat also zu beiden Seiten des Kuchens in diesem Falle die gleiche Richtung wie zuerst, wo sich nur auf der geriebenen Seite Elektricität befunden hatte, sie

ist jedoch bei gleicher Intensität der primären Elektricität schwächer als im ersteren Falle. (Dritter Versuch.)

Gehen wir jetzt zur Hauptsache über, und nehmen wir an, der Kuchen habe während des Reibens auf der abgeleiteten Bodenplatte gelegen und sey dann mit dem abgeleiteten Schild bedeckt worden. Dabei mache ich zuerst die Hypothese, dass kein Uebergang zwischen Kuchen und Schild stattgefunden habe. Nach Entwickelung der Theorie unter dieser Annahme wird man alsdann erst einsehen, warum ein solcher Uebergang im Allgemeinen nicht statt findet.

Man hat also jetzt die Bedingungsgleichungen:

$$\varrho_2 = -\varepsilon \varrho_3$$

$$V_1 = 0$$

$$V_4 = 0,$$

woraus

$$X^0 = 0 \text{ und } X^i = 0$$

folgt.

Dann gehen die Gleichungen (5) in die folgenden über

$$\begin{aligned} 4\pi\varrho_1 &= X' \\ 4\pi\varrho_2 &= X'' - X' \\ 4\pi\varrho_3 &= X''' - X'' \\ 4\pi\varrho_4 &= -X'' \end{aligned} \tag{8}$$

woraus man durch Addition die Gleichung

$$\varrho_1 + \varrho_2 + \varrho_3 + \varrho_4 = 0 \tag{9}$$

erhält, welcher man unter Berücksichtigung der ersten Bedingungsgleichung auch die Form

$$\varrho_1 + (1 - \varepsilon) \varrho_3 + \varrho_4 = 0 \tag{10}$$

geben kann.

Die Gleichungen (3) aber verwandeln sich unter den gegebenen Bedingungen in:

$$\begin{aligned} V_1 &= 0 \\ V_2 &= X' \delta' \\ V_3 &= V_2 + X'' \delta'' \\ V_4 &= V_3 + X''' \delta''' = 0 \end{aligned} \tag{11}$$

oder

$$\begin{aligned}V_1 &= 0 \\V_2 &= X \delta' \\V_3 &= -X'' \delta''' = X' \delta' + X'' \delta'' \\V_4 &= 0\end{aligned}\quad (12)$$

woraus schlieflslich

$$X \delta' + X'' \delta'' + X''' \delta''' = 0$$

folgt.

Hieraus erhält man unter Berücksichtigung der Gleichungen (8):

$$\varrho_1 \delta' + (\varrho_1 + \varrho_2) \delta'' - \varrho_4 \delta''' = 0 \quad (13)$$

Unsere Hauptaufgabe ist es nun, die Dichtigkeiten  $\varrho_1$  und  $\varrho_4$  d. h. der auf Bodenplatte und Schild befindlichen Elektricität als Funktionen von  $\varrho_3$  darzustellen.

Dies erreichen wir mit Hülfe der Gleichungen (7) (10) und (13) durch ein einfaches Eliminationsverfahren, und zwar ergeben sich die Endresultate:

$$\varrho_1 = \varrho_3 \frac{\epsilon \delta'' - (1 - \epsilon) \delta'''}{\delta' + \delta'' + \delta'''} \quad (14)$$

$$\varrho_4 = -\varrho_3 \frac{\delta'' + (1 - \epsilon) \delta'}{\delta' + \delta'' + \delta'''} \quad (15)$$

Diese Formeln bieten Gelegenheit zu interessanten Folgerungen:

Da nämlich  $\epsilon$  immer kleiner als 1 ist, so hat  $\varrho_4$  immer das nämliche Vorzeichen, wie man auch die Entfernungen  $\delta'$ ,  $\delta''$  und  $\delta'''$  wählen mag. Das Vorzeichen von  $\varrho_1$  hingegen springt um, wenn  $\delta'''$  von 0 anfangend allmälig zunimmt. So lange  $\delta''' < \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \delta''$  ist, hat  $\varrho_1$  das nämliche Vorzeichen wie  $\varrho_3$ , wenn  $\delta''' = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \delta''$ , so wird  $\varrho_1 = 0$ , und wenn endlich  $\delta'''$  noch mehr wächst, so werden  $\varrho_1$  und  $\varrho_3$  ungleichnamig.

Anders gefaßt, heißt dieses Ergebnis:

Auf der leitenden Platte, welche der primär elektrisierten Fläche zugewandt ist, ist die Elektricität mit der primär erregten ungleichnamig.

Auf jener leitenden Platte, welche der nicht geriebenen Fläche des Kuchens zugewandt ist, hat die Elektricität ver-

schiedenes Vorzeichen, je nachdem die Entfernung der primär elektrisierten Fläche von der ihr benachbarten Fläche grösser oder kleiner ist. Wenn die letztere sehr klein ist, so ist die Elektricität der genannten Fläche mit der primären gleichnamig, bei grösseren Werthen aber ungleichnamig.

Wählt man die untersuchte Fläche jederzeit als Schild, da es ja ganz gleichgültig ist, ob man  $S_1$  oder  $S_4$  als Bodenplatte betrachtet, so lassen sich diese Sätze auch folgendermaassen aussprechen:

*Bei normaler Lage ist die im Schilde aufgesammelte Elektricität der primär erregten ungleichnamig.*

*Kehrt man dagegen den Kuchen um, nachdem man ihn auf der abgeleiteten Bodenplatte gerieben hat, so erhält man im Schilde Elektricität, welche der primären bald gleichnamig, bald ungleichnamig ist. Sie ist gleichnamig, wenn der Kuchen während der Ableitung des Schildes unmittelbar auf der Bodenplatte liegt, ungleichnamig, wenn Kuchen und Bodenplatte durch einen grösseren Zwischenraum von einander getrennt sind.*

Diesen merkwürdigen Zwischenwechsel habe ich schon auf experimentellem Wege gefunden und a. a. O. als vierten Versuch beschrieben.

Es lässt sich aber auch noch eine zweite interessante Consequenz aus diesen Formeln ziehen.

Oben wurde nämlich gefunden, dass die Bodenplatte der primären Elektricität ungleichnamig elektrisch wird, wenn der Kuchen während des Reibens auf der Platte liegt und kein Schild aufgelegt ist.

Legt man hingegen den Schild auf, so hat  $\varrho_1$  bei hinreichend kleinem  $\delta'''$  dasselbe Vorzeichen wie  $\varrho_4$ , d. h. durch Auflegen des abgeleiteten Schildes springt das Vorzeichen der in der abgeleiteten Bodenplatte befindlichen Elektricität um, und wird der primären gleichnamig. Experimentell wurde die Richtigkeit dieses Schlusses durch den fünften Versuch nachgewiesen.

Noch ein Wort muss über die Kraft gesprochen werden,

welche zwischen Kuchen und Schild wirksam ist. Diese Kraft ist:

$$\begin{aligned} X''' &= -4\pi\rho_4 \\ &= 4\pi\rho_3 \frac{\delta'' + (1-\varepsilon)\delta'}{\delta' + \delta'' + \delta'''} \end{aligned} \quad (16)$$

Die Kraft hingegen, welche bei einer Dichtigkeit  $\rho_3$  der primären Elektricität vor Auflegen des Schildes und vor dem Elektricitätaustausche zwischen Kuchen und Bodenplatte thätig war und einen solchen Uebergang bewirken musste, ergab sich nach Gleichung (6) als

$$X' = -4\pi\rho_3$$

also jedenfalls grösser als die erst gefundene.

Immerhin aber ist der Unterschied zwischen  $X'$  und  $X''$  ziemlich gering, da der Coëfficient, mit welchem  $X'$  zu multipliciren ist, um  $X''$  zu geben, besonders bei dickerem Kuchen d. h. bei grösseren Werthen von  $\delta'$  der Einheit sehr nahe kommen kann. Man kann es deshalb diesem Unterschiede allein schwerlich zuschreiben, dass ein Uebergang zwischen Bodenplatte und Kuchen im Allgemeinen stattfindet, während ein solcher zwischen Kuchen und Schild nur ausnahmsweise vorkommt. Bedenkt man jedoch, dass während des Reibens oder Peitschens der Kuchen in verschiedenen Punkten an die Bodenplatte angedrückt wird, und dass während dieses Vorganges die Dichtigkeit an einzelnen Stellen den schliesslich erreichten Mittelwerth bedeutend übersteigen und deshalb unter diesen Stellen eine stärkere Kraft wirken wird, so ist auch dieser Punkt verständlich.

Um auch noch den Einfluss zu untersuchen, welchen das Abheben des isolirten Schildes auf die Spannung der daselbst befindlichen Elektricität hat, benützen wir die Formeln (4). Nimmt man an, dass die Bodenplatte stets mit der Erde verbunden, also  $V_1 = 0$  sey, so liefern sie die Gleichung

$$V_4 = 4\pi\rho_1\delta' + 4\pi(\rho_1 + \rho_3)\delta'' - 4\pi\rho_4\delta'''.$$

Betrachtet man nun in dieser Formel  $\delta'''$  als Variable, so ist die Aufgabe gelöst, man kann dann schreiben

$$V_4 = c - 4\pi \varrho_4 \delta''' \quad (17)$$

Für einen bestimmten Werth von  $\delta'''$  d. h. für jenen Werth, welcher der Stellung entspricht, in welcher abgeleitet wurde, wird dieser Ausdruck gleich Null. Sowie nun  $\delta'''$  zunimmt, so wächst die Potentialfunction (Spannung) linear mit dieser Entfernung und zwar ist das Vorzeichen gleichnamig mit der Dichtigkeit  $\varrho_4$  der primären Elektricität d. h. ein mit dem Schild verbundenes Elektroskop divergiert mit einer der primären entgegengesetzten Elektricität.

Hat man nun den Kuchen umgekehrt aufgelegt, so braucht man nur  $S_1$  als Schild zu betrachten und nun den Werth von  $V_1$  zu bestimmen, während man  $V_4 = 0$  setzt. Man findet

$$\begin{aligned} V_1 &= 4\pi \varrho_4 \delta''' - 4\pi (\varrho_1 + \varrho_2) \delta'' - 4\pi \varrho_1 \delta' \\ &= c' - 4\pi \varrho_1 \delta', \end{aligned} \quad (18)$$

welche Gleichung wohl keiner weiteren Discussion mehr bedarf.

Es lassen sich somit alle Versuche, welche man am Elektrophor anstellen kann, aus den einfachen Annahmen, welche den Entwickelungen zu Grunde gelegt wurden, vollkommen erklären.

Die hier entwickelte Theorie ist freilich nur eine erste Annäherung, da sie sich auf die Annahme unendlich großer Flächenausdehnung stützt. Dennoch darf diese Annäherung als vollkommen genügend bezeichnet werden, da man ja auch bei einer schärfer durchgeföhrten mathematischen Theorie immer die Hypothese machen müßte, daß die Dichtigkeit der primär erregten Elektricität auf der geriebenen Fläche allenthalben dieselbe sey, eine Voraussetzung, die sich bei den Versuchen niemals mit Schärfe erfüllen läßt.

Die ganze analytische Entwicklung kann man mit einem einzigen Blicke übersehen, wenn man sich eines geometrischen Bildes bedient. Wählt man nämlich wiederum eine auf den sämmtlichen betrachteten Flächen senkrechte Gerade als Abscissenaxe und trägt man dann den jeweiligen Werth

der Potentialfunction als Ordinate auf, so wird der Gang dieser Function dargestellt durch eine gebrochene Gerade, deren Ecken in den mit Elektricität bedeckten Flächen liegen. Jenachdem diese Ecken ihre convexe oder ihre concave Seite nach oben kehren, hat man es auf der betreffenden Fläche mit negativer oder mit positiver Elektricität zu thun.

Gesetzt nun, es würde in den Fig. 6 und 7 Taf. I der Gang der Potentialfunction noch vor erfolgtem Uebergange von Elektricität zwischen Bodenplatte und Kuchen und vor Auflegen des Schildes durch die gebrochene Gerade  $AB$  dargestellt, so würde er nach diesem Uebergange etwa durch die (gestrichelte) Linie  $AC$  zu repräsentiren seyn.

Bringt man nun den abgeleiteten Schild in die Nähe, so muss sowohl auf ihm, als auch auf der Bodenplatte, die wir stets abgeleitet denken, die Potentialfunction den Werth 0 haben. Dies tritt ein, wenn zu den vorhandenen Elektricitätsmengen noch solche auf den Flächen  $S_1$  und  $S_4$  hinzukommen, welche für sich allein genommen eine Potentialfunction hervorbrächten, deren Gang durch  $AC'$  dargestellt würde, wobei  $C'D = CD$  seyn muss. Der Verlauf der schliesslich resultirenden Potentialfunction entspricht alsdann, wie man durch einfache Addition beziehungsweise Subtraction der Ordinaten findet, der (stark ausgezogenen) Linie  $AD$ .

Hier sieht man nun sofort, wie je nach der Entfernung der Platte  $S_4$  von der primär elektrisierten Fläche  $S_3$  in der anderen leitenden Platte  $S_1$ , die man sich nun nach Belieben als Bodenplatte oder als Schild denken kann, wenn man nur die Lage des Kuchens beobachtet, Elektricität mit verschiedenem Vorzeichen auftritt. Bei grofser Entfernung zwischen  $S_3$  und  $S_4$  ist  $\varrho_1$  und  $\varrho_4$  gleichnamig (Fig. 7 Taf. I) und zwar der primären entgegengesetzt. Ist hingegen die Entfernung gering, wie es gewöhnlich der Fall ist (Fig. 6, Taf. I), so werden  $\varrho_1$  und  $\varrho_4$  ungleichnamig, und zwar  $\varrho_1$  gleichnamig mit der primären Elektricität  $\varrho_3$ .

Fast man Alles zusammen, so kommt man zu dem Resultate, dass sämmtliche Erscheinungen, welche man am Elektrophor beobachtet aus denselben Gesichtspunkten erklärt werden können und erklärt werden müssen, welche schon vor Riefs<sup>1)</sup> zur Erklärung benutzt wurden. Man hat sich demnach den Vorgang an diesem Apparate ungefähr folgendermassen vorzustellen:

*Die durch Reiben der oberen Kuchenfläche erregte Elektricität wirkt durch den Isolator hindurch (durch Fernwirkung), vertheilend auf die Bodenplatte. Ist die primäre Erregung stark genug, so durchbricht die angesogene der primären ungleichnamige Elektricität der Bodenplatte den Luftraum zwischen dieser Platte und dem Kuchen, und geht in Form von Funkenentladung theilweise auf die untere Kuchenfläche über. Durch diese, sowie durch die auf der Bodenplatte noch zurückgebliebene Elektricität wird die Kraft, welche in dem Raume zwischen dem erst später aufgelegten Silde und dem Kuchen thätig ist, verringert, und dadurch ein Elektricitätsaustausch in diesem Raume verhindert. Die in dem Silde durch Vertheilung hervorgerufene, der primär erregten ungleichnamige, Elektricität bleibt demnach auf demselben und kann durch Ableitung der gleichnamigen und durch Abheben des Sildes frei d. h. elektroskopisch wirksam gemacht werden. Alle übrigen begleitenden Erscheinungen lassen sich von diesen Gesichtspunkten aus nach bekannten Gesetzen erklären.*

1) Siehe z. B. Erxleben, Anfangsgründe der Naturlehre mit Zusätzen von Lichtenberg, 6. Aufl., 1794, S. 519 ff. oder Biot, Experimentalphysik, bearb. von Fechner, 2. Aufl. 1829, Bd. II, S. 247 bis 252.

---

V. Ueber die Elasticität des Kautschuks;  
von Emilio Villari,

Prof. in Florenz.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus dem *Nuovo Cimento, Ser. II, Vol. I.*)

I. Elasticität des Dehnens.

Sicherlich ist das Kautschuk, vermöge seiner Eigenschaft, welche es dem physikalischen Studium darbietet, eine der sonderbarsten Substanzen. Seine physischen Eigenschaften sind gleichsam beständige Ausnahmen von analogen Eigenschaften aller anderen bekannten Körper. Es ist eine um so seltsamere Substanz, wenn man erwägt, dafs es hinreicht, ihr eine geringe Menge Schwefel hinzuzufügen, um ihre physische Natur mit einem Male und gleichsam vollständig umzuwandeln.

Joule studirte die Wärme-Erscheinungen, welche das vulcanisierte Kautschuk beim Ausziehen zeigt, und beobachtete, dafs es sich erwärmt, wenn es gedehnt wird<sup>1)</sup>, wogegen Metalldrähte beim Ziehen sich erkalten. Aus dieser Eigenschaft folgerte Thomson, dafs das gespannte Kautschuk sich durch Wirkung der Wärme zusammenziehen müsse, und wirklich fand Joule dieses durch den Versuch bestätigt, was auch Tyndall in seinem schätzbarren Buche über die Wärme<sup>2)</sup> durch eine neue Untersuchung bewahrheitete<sup>3)</sup>. Etwas Analoges ist neuerlich von Reusch an der Guttapercha, einer dem Kautschuk ziemlich ähnlichen Substanz beobachtet<sup>4)</sup>, welche, wenn sie durch Zug um

1) Joule, *Philosophical Magazine*, T. XIV (1857) p. 227.

2) Tyndall, *Heat considered as a mode of motion*, Edit. II, Lond. 1865, p. 90.

3) Geschichtlich muß ich bemerken, dafs Berthelot in seinem Bericht über die ausländischen Arbeiten (*Ann. de chimie et de phys. Ser. IV, T. XV*, p. 506) angibt, die eben so feinen als genauen Versuche von Fizeau hätten bewiesen, dafs das Kautschuk sich der allgemeinen Regel anderer Körper anschließt.

4) Reusch, *Pogg. Ann. Bd. CXXXIV* (1868) S. 315,

das Drei- oder Vierfache ihrer ursprünglichen Länge verlängert worden ist, sich beim Eintauchen in heißes Wasser in sehr sonderbarer Weise zusammenzieht.

Allein die hervorragendste und eigenthümlichste Unregelmässigkeit in der Elasticität des Kautschuks ist dessen Vulcanisirung<sup>1)</sup>). Die Elasticität des vulcanisirten Kautschuks ist sprichwörtlich und so groß, daß ein dünner Faden desselben leicht bis auf das Sechs- oder Siebenfache seiner ursprünglichen Länge gebracht werden kann. Welchen Gesetzen solche übermässigen Verlängerungen unterliegen und wie der Elasticitätscoefficient einer solchen Substanz beschaffen sey, ist, glaube ich, bisher noch von Keinem bestimmt worden, und daher halte ich es nicht für überflüssig, die Resultate meiner Versuche über die Elasticität des vulcanisirten Kautschuks auseinander zu setzen.

Die ersten Untersuchungen über die Elasticität der einem Zuge unterworfenen festen Körper, namentlich der Metalldrähte, wurden von Gravesand angestellt, und später wurden sie von Wertheim wieder aufgenommen und mit grosser Genauigkeit und Umsicht ausgeführt<sup>2)</sup>). Die Gesetze, zu welchen er durch zahlreiche Versuche über die Elasticität des Dehnens geführt wurde, lassen sich in folgende vier zusammenfassen: 1) Die Verlängerungen sind proportional der Länge der Drähte; 2) Diese Verlängerungen sind proportional den spannenden Gewichten; 3) Sie stehen im umgekehrten Verhältnis zum Querschnitt der gedehnten Körper; und 4) jeder Körper hat einen speciellen Elasticitätscoefficienten.

1) Das gewöhnliche Kautschuk ist bei gewöhnlicher Temperatur eine ziemlich elastische Substanz, erweicht aber bei 25° oder 30° und wird teigig, und bei Temperaturen unter 0° wird es hart und unelastisch. Kurz vor 1842 erfand Charles Goodyear in New-York und bald darauf T. Hancock in Newington bei London das Verfahren, dem Kautschuk seine Elasticität bei allen Temperaturen zu erhalten, indem sie es eine kleine Menge Schwefel absorbiren ließen und es einer Temperatur von 150° aussetzten. Das so mit Schwefel vereinigte Kautschuk wird vulcanisiert genannt.

2) *Ann. de chim. et de phys. Sér. III, T. XII, XXIII und L.*

Diese Gesetze bewähren sich nur, wenn man die im Allgemeinen ziemlich eng beschränkte Elasticitätsgränze der Körper nicht überschreitet, weil über diese Gränze hinaus die Körper bleibende Verlängerungen erleiden, die oftmals größer sind als die elastischen Verlängerungen selbst.

Unter diesen Gesetzen sind, wie man sieht, das erste und dritte für sich klar, brauchen also nicht experimentell bewiesen zu werden; das zweite und vierte dagegen sind ausschließlich durch das Experiment gefunden. Die ersten können also keine anderen Ausnahmen darbieten als wegen Anomalien und Unregelmässigkeiten in den untersuchten Drähten und sie müssen sich durch das Experiment hinreichend bestätigen, wie sie es wirklich thun. Das zweite Gesetz dagegen kann solche darbieten und bietet beim Kautschuk wirklich sonderbare und wichtige Anomalien dar.

Da nicht alle Physiker unter Elasticitätscoëfficienten dasselbe verstehen, so wird es gut seyn, den Werth dieses Coëfficienten festzustellen, ehe ich meine Versuche über den Gegenstand atuseinandersetze.

Bezeichnen wir mit  $\lambda$  die Verlängerung, welche (innerhalb der Elasticitätsgränze) ein Stab von der Länge  $L$  und dem Querschnitt  $S$  durch Wirkung eines Gewichtes  $P$  erleidet, so haben wir nach den Elasticitätsgesetzen

$$\lambda = \varepsilon \frac{PL}{S}$$

woraus

$$\varepsilon = \frac{\lambda S}{PL}.$$

Dieser Werth von  $\varepsilon$  ist für jeden Körper constant und wird daher von vielen Physikern Elasticitätscoëfficient genannt. Er bezeichnet die Verlängerung, welche ein gegebener Faden von der Einheit der Länge und des Querschnitts durch eine der Einheit gleiche Last erleidet. Im Laufe dieser Abhandlung werden wir diesen Werth von  $\varepsilon$  als Coëfficient der Dehnungs-Elasticität beibehalten, dabei das Millimeter und das Kilogramm als Einheit des Maafses und des Gewichtes annehmend.

Aus vorstehender Formel ergiebt sich:

$$\frac{P}{S} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\lambda}{L}.$$

Und viele Physiker nehmen den Werth  $\frac{1}{\epsilon}$ , den reciproken von  $\epsilon$ , als Coëfficienten oder Modulus der Elasticität. Setzt man  $\frac{P}{S} = \pi$ ,  $\frac{1}{\epsilon} = Q$ ,  $\frac{\lambda}{L} = \delta$ , so hat man:

$$\pi = Q\delta.$$

Wie man sieht, bezeichnet der Elasticitätscoëfficient  $Q$  ein Gewicht, oder eigentlich, da  $Q$  gleich  $\pi$  wird, wenn man  $\delta$  gleich 1 setzt, dasjenige Gewicht, welches fähig ist, an einem Stabe von der Einheit der Länge und des Querschnitts eine der Einheit gleiche Verlängerung hervorzubringen, oder  $Q$  ist gleich dem Gewicht, welches die Längeneinheit des Stabes von der angenommenen Querschnittseinheit verdoppeln kann, wohl verstanden, wenn dies möglich wäre, ohne die Elasticitätsgränze des betrachteten Stabes zu überschreiten. Es ist ein abstracter Coëfficient für alle Körper außer dem Kautschuk, weil keiner, außer dem letzten, sich ums Doppelte verlängern kann. Durch diese Betrachtung, welche wir in einigen der diese Abhandlung begleitenden Tabellen gegeben haben, ist er auch der Werth von  $\frac{1}{\epsilon}$ , obwohl wir für den Elasticitätscoëffienten immer den Werth von  $\epsilon$  beibehalten, von welchem wir, wenn wir nicht weitere Erklärungen hinzufügen, beständig reden werden.

Dies vorausgesetzt und ohne von anderen, gegebenen und angenommenen Definitionen des Elasticitätscoëfficienten zu sprechen, wollen wir zu den Versuchen übergehen, die über die Elasticität des Kautschuks angestellt wurden.

Um die Verlängerungen und Längen des Kautschuks zu messen, habe ich eine directe Methode angewandt. Der zu untersuchende Faden wurde an beiden Enden umgelegt und durch gewächsten Bindfaden fest zusammengeschnürt, um so zwei kleine Oesen zu bilden; das Schnüren geschah, während der Faden stark gespannt war. Nur auf solche Weise wurde es mir möglich, bei der äußerst elastischen Substanz eine feste und dauerhafte Verbindung herzustellen. Eine

der Oesen wurde nun oben an einem starken Gestell befestigt und die andere, untere, diente zum Halten einer Schale, welche successiv mit verschiedenen Gewichten beladen wurde. Ein Kathetometer von langem Lauf, zweckmäßig aufgestellt, diente zur Bestimmung der Längen und Verlängerungen des untersuchten Fadens<sup>1)</sup>. Die Messung der Längen geschah an zwei Zeichen, die mit Dinte auf dem Kautschuk gemacht waren; um die Zeichen scharf und fein zu erhalten, spannte man den Faden stark, und trug sie darauf mit einer in Dinte getauchten Feder sauber auf. Nachdem die Dinte getrocknet und das Kautschuk abgespannt war, erschienen die Zeichen schwarz, gleichmäßig und sehr zart, wie man sie anders nicht erhalten haben würde. Sie boten den Vortheil dar, auch bei starkem Ausziehen hinreichend zart und gleichmäßig zu bleiben, wie es andererseits zur Genauigkeit der Messung nötig war.

Auf solche Weise habe ich viele Versuche mit Fäden von vulcanisirtem Kautschuk verschiedener Dicke ausgeführt und hinreichend übereinstimmende Resultate erhalten, besonders wenn man die Natur der Substanz erwägt. Es ist indess wohl zu merken, dass das Kautschuk sich unter starker Belastung lange Zeit verlängert und fädelt, unter sehr starker Belastung viele Stunden lang. Wie schon Wertheim in seinen Abhandlungen angiebt, verkürzt sich das Kautschuk (obwohl um eine ziemlich kleine Grösse) noch 24 Stunden, nachdem es eine starke Last getragen, die es ausgedehnt hatte. Ich musste, besonders bei starken Spannungen, eine lange Reihe von Messungen machen, ehe ich dahin gelangte, dass das Kautschuk sich nicht merklich mehr ausfädelte; bei kleinen Belastungen ist die Störung unmerklich.

Folgende Tabellen enthalten die Resultate meiner Versuche.

1) Das Kathetometer war von vortrefflicher Construction und gab mittels des Nonius Funzigstel eines Millimeters, und mittels der Mikrometer-Schraube, die man aber nicht nötig hatte zu gebrauchen, die halben Hundertel.

Tabelle I. — Kautschuk 106<sup>mm</sup>, 16 lang, 2<sup>mm</sup>, 1 dick.1. Curve.<sup>1)</sup>

No.	P	L	$\lambda$	S	$\epsilon$	$\frac{1}{\epsilon}$
1	0,050	106,16				
2	0,070	116,74	10,58		12,693	0,07878
3	0,090	130,22	13,48		13,674	0,07313
4	0,110	146,94	16,72		13,334	0,07501
5	0,130	166,56	19,62		12,286	0,08139
6	0,150	188,38	21,82		10,634	0,09404
7	0,170	211,40	23,02	Dimm	8,771	0,11401
8	0,190	235,92	24,52	1,267	7,418	0,13481
9	0,210	259,00	23,08		5,607	0,17835
10	0,230	280,80	21,80		4,394	0,22758
11	0,250	302,10	21,30	0,916	3,652	0,27382
12	0,270	321,30	19,20		2,844	0,35162
13	0,290	340,20	18,90		2,475	0,4404
14	0,310	357,74	17,54		2,049	0,48804
15	0,330	374,78	17,04		1,800	0,55556
16	0,350	392,24	17,46	0,679	1,681	0,59488
17	0,400	427,58	35,34		1,242	0,80515
18	0,450	458,30	30,72		0,9087	1,1005
19	0,500	487,36	29,06	0,554	0,7483	1,3364
20	0,550	504,40	17,04		0,4885	2,0471
21	0,600	520,30	15,90		0,3380	2,9586
22	0,650	533,34	13,04		0,2605	3,8388
23	0,700	545,72	12,38		0,2248	4,4484
24	0,750	557,80	12,18	0,430	0,2212	4,5208
25	0,800	565,60	7,80		0,1380	7,2464
26	0,850	573,60	8,00		0,1352	7,3965
27	0,900	579,90	6,30		0,1036	9,6325
28	0,950	589,90	10,00?		0,1608?	6,2189?
29	1,000	594,92	5,02		0,0780	12,820
30	1,100	603,60	8,68		0,0663	15,083
31	1,200	613,20	9,60		0,0712	14,045
32	1,300	623,80	10,60		0,0762	13,123
33	1,400	632,70	8,90		0,0618	16,182
34	1,500	635,56	2,86		0,0193	51,814?
35	1,700	648,20	12,64		0,0423	23,641
36	2,000	676,20	28,00		0,0601	16,639
37	2,200	687,30	11,10		0,0328	30,488
38	2,400	699,20	11,90	0,387	0,0341	29,326
39	2,600 <sup>2)</sup>					

1) Die Curven finden sich auf Taf. II des Heftes VI. (P).

?) Bei der Uebereinstimmung aller andern Zahlen, müssen diese fehlerhaft seyn.

2) Bei dieser Spannung zerriss der Faden, nachdem er sich etwa um das Siebenfache verlängert hatte. Seine Tenacität würde 6,72 pro  $\text{mm}$  gewesen seyn.

**Tabelle II. — Kautschuk 117<sup>mm</sup>,84 lang, 3<sup>mm</sup>,75 dick.**Zweite Curve; vierte Curve oder der einfachen Verlängerungen  $\lambda$ .

Temperatur während der Versuche +14°,6 C.

No.	P	L	$\lambda$	S	$\epsilon$	$\frac{1}{\epsilon}$
1	0,050	117,84				
2	0,100	123,96	6,12		11,223	0,08910
3	0,150	131,88	7,92		13,108	0,07629
4	0,200	141,60	9,72		14,218	0,07033
5	0,250	151,36	9,76		12,387	0,08073
6	0,300	162,84	11,48		12,745	0,07846
7	0,350	176,38	14,54		13,961	0,07163
8	0,400	191,60	15,22		12,447	0,08034
9	0,450	208,74	17,14		11,881	0,08417
10	0,500	227,14	18,40		10,751	0,09301
11	0,550	247,00	19,86		9,796	0,10208
12	0,600	266,40	19,40		8,92	0,11211
13	0,650	286,36	19,96		7,157	0,13972
14	0,700	306,56	20,20		6,269	0,15952
15	0,750	325,28	18,72	4,011	5,069	0,19728
16	0,800	343,26	17,98		4,324	0,23127
17	0,850	360,92	17,66		3,814	0,26220
18	0,900	377,36	16,44		3,212	0,31133
19	0,950	393,48	16,12		2,881	0,34710
20	1,000	409,00	15,52	3,301	2,551	0,39201
21	1,100	436,84	27,84		2,118	0,47214
22	1,200	468,50	31,66		2,111	0,47371
23	1,300	490,28	21,78		1,263	0,79178
24	1,400	515,92	25,64		1,357	0,73692
25	1,500	536,80	20,88	2,297	0,9981	1,0019
26	1,600	559,70	22,90		1,0112	0,98892
27	1,700	577,90	18,20		0,7392	1,3528
28	1,800	597,80	19,20		0,7582	1,3189
29	1,900	616,10	18,30		0,6516	1,5347
30	2,000	636,46	20,36	1,936	0,6825	1,4652
31	2,200	662,30	25,84		0,4058	2,4643
32	2,400	684,80	22,50		0,3263	3,0647
33	2,600	703,60	18,80		0,2550	3,9216
34	2,800	719,52	15,92		0,2046	4,8876
35	3,000	742,00	22,48	1,674	0,2762	3,6206
36	3,200	zerrissen				

**Tabelle III. — Kautschuk 139<sup>mm</sup>,02 lang, 3<sup>mm</sup>,751 dick.**

Dritte Curve.

Temperatur während des Versuchs 13°,1 C.

1	0,020	139,02				
2	0,040	141,70	2,68	11,080	9,744	0,10263
3	0,060	144,34	2,64		9,239	0,10824

No.	P	L	$\lambda$	S	$\epsilon$	$\frac{1}{\epsilon}$
4	0,080	147,22	2,88		7,716	0,12960
5	0,100	150,68	3,46		11,218	0,08914
6	0,120	153,94	3,26		10,090	0,09911
7	0,140	157,46	3,52		12,263	0,08155
8	0,160	161,14	3,68		10,430	0,09588
9	0,180	165,22	4,08		11,042	0,09056
10	0,200	169,70	4,48		11,533	0,08671
29	0,220	174,28	4,58		11,176	0,08948
33	0,240	179,06	4,78		11,059	0,09042
73	0,260	184,16	5,10		11,077	0,09028
46	0,280	189,76	5,60		11,603	0,08618
63	0,300	195,54	5,78	7,163	11,249	0,08890
34	0,320	201,70	6,16		11,321	0,08833
17	0,340	207,72	6,02		10,391	0,09624
01	0,360	214,64	6,92		11,013	0,09080
08	0,380	221,60	6,96		10,616	0,09420
11	0,400	229,20	7,60		10,628	0,09409
72	0,450	249,26	20,06		10,734	0,09316
52	0,500	271,20	21,94	5,224	9,926	0,10075
28	0,550	294,00	22,80		8,713	0,10139
27	0,600	317,50	23,50		7,642	0,13086
20	0,650	341,54	24,04		6,703	0,14919
33	0,700	365,30	23,76		5,726	0,17464
10	0,750	388,80	23,50		4,950	0,20102
01	0,800	412,24	23,44	3,186	4,358	0,22946
14	0,850	433,60	21,36		3,533	0,23305
71	0,900	454,36	20,76		3,250	0,30770
78	0,950	473,80	19,44		2,647	0,37779
92	1,000	493,60	19,80	2,746	2,479	0,40339
19	1,200	561,20	67,60		1,950	0,51283
92	1,300	591,40	30,20		1,348	0,74184
28	1,400	617,40	26,00		1,045	0,95693
39	1,500	641,50	24,10		0,8886	1,12152
47	1,600	665,50	24,10		0,8196	1,2201
52	1,700	689,80	24,00		0,7711	1,2969 <sup>1)</sup>
43	1,700	717,60				
47	1,800	732,70	25,10		0,4120	
16	1,900	748,14	15,44		0,4042	
76	2,000	766,48	18,34		0,4605	
06	2,100	784,10	17,62		0,4215	
44	2,200	794,80	10,70		0,2446	
45	2,300	809,10	14,30		0,3181	
46	2,400	820,00	10,90		0,2340	
47	2,500	830,40	10,40		0,2174	
48	2,600	840,26	9,80		0,1997	

1) Von No. 38 an wurden die Versuche 2 bis 3 Tage später wiederholt.

Tabelle IV. — Kautschuk 193<sup>mm</sup>, 66 lang, 6<sup>mm</sup>, 018 dick.  
Fünfte Curve.

No.	P	L	$\lambda$	S	$\epsilon$	$\frac{1}{\epsilon}$
	K			mm		
1	0,300	193,66		28,433		
2	0,500	202,72	9,06		6,686	
3	1,000	232,50	29,78		8,004	
4	1,500	277,54	45,04		9,203	
5	2,000	334,10	56,56		8,103	
6	2,500	396,70	62,60		6,194	
7	3,000	452,90	56,20		3,945	
8	3,500	507,60	54,70		2,946	
9	4,000	541,10	33,50		1,436	
10	4,500	564,00	22,90		0,8639	
11	5,000	582,10	18,10		0,6285	
12	5,500	599,58	17,48		0,5698	
13	6,000	638,04	38,46		0,5922	
14	7,500	673,30	35,26		0,4794	
15	8,500	708,74	55,44		0,4327	
16	9,000	729,10	20,36		0,4477	
17	11,000	886,50	57,60		20,999	

Von No. 11 an fädelte das Kautschuk stark.

Tabelle V. — Kautschuk 217<sup>mm</sup>, 70 lang, 8<sup>mm</sup>, 632 dick.  
Sechste Curve.

	K					
1	0,500	217,72			6,722	0,1488
2	1,000	229,94	12,22		8,382	0,1193
3	2,000	263,94	34,00		9,378	0,1066
4	3,000	314,06	50,12		7,464	0,1340
5	4,000	370,54	56,48		5,924	0,1688
6	5,000	432,94	62,40		3,449	0,2900
7	6,000	482,52	49,58		2,279	0,4388
8	7,000	523,22	40,70		1,308	0,7642
9	8,000	550,70	27,48		1,292	0,7740
10	9,000	580,76	30,06		0,9386	1,011
11	10,000	606,34	25,58		1,023	0,9779
12	11,000	635,18	28,84		1,164	0,8593
13	12,000	671,20	36,02			

Tabelle VI. — Kautschuk 221<sup>mm</sup>, 70 lang, 8<sup>mm</sup>, 632 dick.  
Siebente Curve.

Temperatur beim Versuch 11° C.

	K				mm	
1	0,500	221,70			58,49	
2	1,000	235,06	13,36		55,17	7,084
3	2,000	272,66	37,60		47,56	8,869

No.	P	L	$\lambda$	S	$\epsilon$	$\frac{1}{\epsilon}$
	. K			mm		
4	3,000	324,00	31,34	40,02	8,998	0,1111
5	4,000	393,74	69,74	32,93	8,657	0,1155
6	5,000	465,34	71,60	27,87	6,018	0,1645
7	6,000	527,00	61,66	24,61	3,711	0,2695
8	7,000	572,22	45,22	22,66	2,122	0,4713
9	8,000	605,30	33,08	21,42	1,317	0,7596
10	9,000	629,90	24,60	20,59	0,8749	1,143
11	10,000	659,00	29,10	19,68	0,9557	1,046
12	11,000	681,34	22,34	19,03	0,6703	1,491
13	12,000	709,68	28,34		0,7956	1,257

### Wiederholung derselben Versuche.

1	12,000	779,60	17,60	16,63		
2	13,000	797,20	17,60	16,27	0,3774	2,650
3	14,000	813,50	16,30	15,94	0,3342	2,992
4	15,000	834,00	20,50	15,55	0,4036	2,477
5	16,000	849,40	15,40	15,27	0,2885	3,466
6	17,000	865,90	16,50		0,2980	3,355

(Die Werthe in dieser Tabelle VI sind mit demselben Kautschuk erhalten wie die in Tabelle V.)

In vorstehenden Tabellen finden sich alle beobachteten und berechneten Werthe des Elasticitätscoefficienten des Kautschuks niedergelegt. In Kolumne P einer jeden sind die unter den verschiedenen Umständen der Versuche ziehenden Gewichte in Kilogrammen angegeben. Die Kolumne L enthält die vom Kautschuk bei verschiedenen Belastungen angenommenen Längen. Kolumne  $\lambda$  gibt die vom Kathetometer gemessenen Verlängerungen, welche durch die Belastungen hervorgebracht wurden. Kolumne S enthält in Quadrat-Millimetern die Querschnitte der Fäden, hergeleitet aus den unter verschiedenen Umständen der Versuche direct, mit einem  $\frac{1}{10}$  Millimeter angebenden Comparator gemessenen Durchmesser. In Kolumne  $\epsilon$  sind die Elasticitätscoefficienten des Kautschuks angegeben d. h. die Verlängerungen desselben, reducirt auf die Einheit des Querschnitts, der Belastung und der Länge mittelst der Formel

$$\epsilon = \frac{\lambda \cdot S}{L \cdot P}.$$

Kolumne  $\frac{1}{\varepsilon}$  enthält die reciproken Werthe von  $\varepsilon$  oder die unter den verschiedenen Phasen der Versuche erforderlichen Gewichte, um die Längeneinheit des Kautschukfadens von einem Quadratmillimeter Querschnitt um eine Einheit zu verlängern.

Bevor wir die in diesen Tafeln aufgeführten Werthe discutiren, ist es nöthig, einige Aufklärungen zu geben.

Um den Werth von  $\varepsilon$  mittelst der vorstehenden Formel zu berechnen, ist es nothwendig für jeden Fall die vier Werthe zu kennen, von denen  $\varepsilon$  abhängt. Drei derselben, nämlich  $\lambda$ ,  $L$  und  $P$  sind unter verschiedenen Umständen direct durch die Versuche gegeben und in den Tafeln aufgeführt. Der Werth von  $S$  dagegen findet sich 4 bis 5 Mal so angegeben, wie er aus der directen Messung des Durchmessers hervorgeht; in allen anderen Fällen ist der Werth von  $S$  berechnet. Ich muß indefs bemerken, daß die Messungen des Durchmessers der Kautschukfäden ziemlich schwierig und unsicher sind, weil das Kautschuk eine äußerst nachgiebige und elastische Substanz ist, weil die Fäden nicht vollkommen cylindrisch sind und weil sie durch den Zug nicht überall gleichmäßig verdünnt werden. Um den Durchmesser der Fäden unter verschiedenen Spannungen zu messen, habe ich mich daher begnügt, das Mittel zu nehmen aus 12 bis 15 Messungen, die an durch Dinte bezeichneten Punkten angestellt wurden, um immer dieselben Punkte zu messen. Da ich so den Durchmesser bestimmt und den Querschnitt berechnet hatte, konnte ich das Volum des Fadens berechnen in den verschiedenen Längen, für welche die Durchmesser direct gemessen waren. Aus allen so gefundenen Volumen wurde das Mittel genommen und der Querschnitt berechnet mittelst der Formel:

$$S = \frac{V}{L} ..$$

Für alle Fälle der Versuche konnte also der Werth von  $\varepsilon$  gefunden werden. Berechnet man solchergestalt den Querschnitt, begeht man offenbar zwei Fehler: Den ersten



weil das Volum nicht constant ist, sondern mit dem Ziehen wächst, obwohl wenig merklich; den zweiten, weil ich bei solchen Messungen, auf den Rath von Wertheim, die Fädendurchmesser nicht sehr nahe an den Befestigungspunkten des Kautschuks gemessen, mithin die Durchmesser und darauf die Volume etwas kleiner als sie wirklich sind gefunden hatte, weil das Kautschuk sich durch das Ausziehen in der Mitte mehr verdünnt als an den Befestigungspunkten.

In anderen Fällen habe ich umgekehrt ein constantes und auch ein mit dem verschiedenen Ausziehen wachsendes Volum erhalten, wenn ich die Messungen der Durchmesser an Punkten nahe den Enden des Kautschuks unternahm. Jedenfalls ist der bei obiger Berechnung der Volume und darauf der Querschnitte begangener Fehler in Bezug auf diese Querschnitte vollkommen zu vernachlässigen, und die aus vorstehender Formel hergeleiteten Messungen sind genauer als die, welche man aus directen Messungen erhalten haben würde, da diese immer nur selten gelingen. Und dies wird noch besser erhellen, wenn wir zeigen werden, dass die Volumvergrößerung des Kautschuks beim Ziehen ziemlich gering ist.

Dies gesetzt, erhält man den Werthe von  $\varepsilon$  einfach aus der Formel

$$\varepsilon = \frac{\lambda V}{L^2 P},$$

welche entsteht, wenn in der

$$\varepsilon = \frac{1 S}{L P}$$

für  $S$  sein Werth

$$S = \frac{V}{L}$$

substituiert wird.

In den folgenden, mit den Nummern bis der früheren bezeichneten Tabellen habe ich angegeben: die Werthe von  $S$ , hergeleitet aus den bei verschiedenen Längen  $L$  der Fäden direct gemessenen Durchmessern, und die Werthe von  $LS$  oder dem berechneten  $V$ . Die in jede dieser Tabellen ein-

geschriebenen Werthe entsprechen natürlich den in den vorhergehenden Tafeln unter gleicher Ordnungszahl aufgeführten.

No.	L	S mm	LS = F	No.	L	S mm	LS = F
Tabelle I, bis							
1	235,92	1,267	298,86	1	139,02	11,080	1540,4
2	302,10	0,916	276,75	2	195,54	7,163	1400,7
3	392,54	0,679	266,45	3	271,20	5,224	1416,8
4	487,36	0,554	270,09	4	412,24	3,186	1313,3
5	557,80	0,430	239,90	5	493,60	2,746	1355,7
Mittel: 270,41				Mittel: 1405,4			
$S = \frac{270,41}{L}$				$S = \frac{1405,4}{L}$			
Tabelle II, bis							
1	325,28	4,011	1304,7	1	193,66	28,444	5508,7
2	409,00	3,310	1350,1	2	452,90	12,353	5595,0
3	536,80	2,297	1233,0	3	582,10	9,402	5485,8
4	636,46	1,936	1232,2	4	673,30		5544,4
5	742,00	1,674	1241,1	Mittel: 5535,5			
Mittel: 1272,4				$S = \frac{5535,5}{L}$			
Tabelle V, bis							
1	217,72		12741	1	234,63	55,17	12738
2	314,06		12736	2	572,22	22,66	13164
3	432,94		13197	3	711,04		13190
4	523,22		13530	Mittel: 13030			
5	580,76		12929	$S = \frac{13030,7}{L}$			
6	671,20		13076				
Mittel: 13035							
$S = \frac{13035}{L}$							
Tabelle III, bis							
1	139,02		11,080	1	139,02	11,080	1540,4
2	195,54		7,163	2	195,54	7,163	1400,7
3	271,20		5,224	3	271,20	5,224	1416,8
4	412,24		3,186	4	412,24	3,186	1313,3
5	493,60		2,746	5	493,60	2,746	1355,7
Mittel: 1405,4							
$S = \frac{1405,4}{L}$							
Tabelle IV, bis							
1	193,66		28,444	1	193,66	28,444	5508,7
2	452,90		12,353	2	452,90	12,353	5595,0
3	582,10		9,402	3	582,10	9,402	5485,8
4	673,30			4	673,30		5544,4
Mittel: 5535,5							
$S = \frac{5535,5}{L}$							
Tabelle VI, bis							
1	234,63		55,17	1	234,63	55,17	12738
2	572,22		22,66	2	572,22	22,66	13164
3	711,04			3	711,04		13190
Mittel: 13030							
$S = \frac{13030,7}{L}$							

(Schluss im nächsten Heft.)

VI.  
Bas

(Aus

In e  
gethei  
Anzah  
wird,  
dünnt  
die in  
werde  
Schlü

G  
sen e  
nicht  
Verbi  
nehez  
erzeug  
G  
mit e  
wand

G  
von I  
dung  
D  
zu L  
über  
chemi  
setzt.  
implic  
wend  
nachst

1) T  
Bd.

## VI. Ueber die bei Verbindung von Säuren und Basen entwickelte Wärme; von Th. Andrews.

(Aus den *Transact. of the R. Soc. of Edinb.* 1869 bis 70; vom Herrn Verf. übersandt.)

In einem im Jahre 1841 der Kgl. irischen Akademie mitgetheilten Aufsatz gab ich einen Abrifs von einer grofsen Anzahl von Versuchen über die Wärme, welche entwickelt wird, wenn Säuren und Basen, genommen im Zustand verdünnter Lösung, in Verbindung treten, und wenn Basen, die in Wasser unlöslich sind, in verdünnten Säuren gelöst werden. Aus diesen Versuchen wurden folgende allgemeine Schlüsse oder Gesetze abgeleitet:

**Gesetz I.** — Die bei Verbindung von Säuren und Basen entwickelte Wärme wird durch die Basis bedingt und nicht durch die Säure; eine und dieselbe Basis erzeugt bei Verbindung mit einem Aequivalent verschiedener Basen nahezu eine gleiche Wärmemenge; verschiedene Basen aber erzeugen verschiedene Mengen.

**Gesetz II.** — Wird ein neutrales Salz durch Verbindung mit einem oder mehren Atomen Säure in ein saures verwandelt, so erfolgt keine Temperaturveränderung.

**Gesetz III.** — Wird ein neutrales Salz durch Zusatz von Basis in ein basisches verwandelt, so ist die Verbindung von einer Wärme-Entwicklung begleitet<sup>1)</sup>.

Drei Jahre später überreichte ich der Kgl. Gesellschaft zu London die Resultate einer Experimental-Untersuchung über die Wärme, welche entwickelt wird, wenn man in chemischen Verbindungen eine Basis durch eine andere ersetzt. Das aus dieser Untersuchung abgeleitete Gesetz ist implicite in der früheren enthalten und kann als eine nothwendige Folge derselben betrachtet werden. Es wurde in nachstehenden Worten ausgedrückt:

1) *Transact. of the Roy. Irish Academy, Vol. XIX, p. 228 (Annalen Bd. 54, S. 208).*

**Gesetz IV.** — Wenn eine Basis eine andere aus ihren neutralen Verbindungen verdrängt, so ist die entwickelte oder entzogene Wärme immer dieselbe, das saure Element mag irgend welches seyn, wenn nur die Basen dieselben sind<sup>1)</sup>.

Endlich wurde das zuerst in dem *Philosoph. Magazine*, August 1844, angezeigte Gesetz der Metallsubstitutionen in einem in den *Philosoph. Transact. f.* 1848 veröffentlichten Aufsatz folgendermaßen hingestellt: (Siehe Annalen Bd. 81 S. 73.)

**Gesetz V.** — Wenn ein Aequivalent eines und desselben Metalls ein anderes in der Lösung eines seiner Salze von derselben Ordnung ersetzt, so ist die entwickelte Wärme immer dieselbe; allein ein Wechsel eines der Metalle bringt eine verschiedene Wärme-Entwickelung hervor.

Im Jahre 1845 erschien ein Aufsatz von Graham über die Wärme-Entwickelung bei Verbindungen, dessen zweiter Theil von der Wärme handelt, die bei Neutralisation des Kalihydrats durch verschiedene Säuren entwickelt wird<sup>2)</sup>. Die Resultate, zu welchen der ausgezeichnete Chemiker gelangte, zeigen eine genaue Uebereinstimmung mit denen, die in meiner ersten Mittheilung an die Kgl. irländ. Akademie enthalten sind.

Der letzte Theil der umfangsreichen Abhandlung der Hrn. Favre und Silbermann über die Wärme-Entwicklung bei chemischen Verbindungen ist hauptsächlich demselben Gegenstand gewidmet. Es ist darin eine grosse Anzahl von Versuchen beschrieben, welche fast eine Wiederholung der zuvor von mir veröffentlichten sind. Die Resultate derselben haben im Ganzen Aehnlichkeit mit den von mir im J. 1841 gegebenen, allein im Einzelnen weichen sie sehr von ihnen ab. Die Verfasser dieser schätzbarren Abhandlung erkennen die Richtigkeit meines vierten Gesetzes über die Gleichheit des thermischen Effects bei Substitution einer Base durch eine andere vollkommen an. Sie

1) *Philosoph. Transact. f.* 1844, p. 21 (Ann. Bd. 66, S. 31).

2) *Memoires of the Chemical Society*, Vol. II, p. 51.

sagen: »*Mr. Andrews avait en effect établi que, quelque soit l'acide d'un sel, la quantité de chaleur dégagée par la substitution d'une base a une autre pour former un nouveau sel est la même, lorsque l'on considère des deux mêmes bases*«<sup>1)</sup>.

In einem vorhergehenden Paragraph derselben Abhandlung widersprechen die Verf. dem, was sie für mein erstes Gesetz halten, und behaupten, dass es mit den Resultaten ihrer Untersuchungen nicht im Einklang stehe. Da die Sache von einiger Wichtigkeit ist, so mag es erlaubt seyn, die Stelle in der Ursprache zu geben. »*Ses conclusions, savoir: que la chaleur dégagée par l'équivalent d'une même base combinée aux divers acides est la même, ne s'accordent pas avec les résultats de nos recherches, et ne nous paraissent pas pouvoir être admises*«. Ohne Zweifel aus Versehen haben die Hrn. Favre und Silbermann hier mein erstes Gesetz unrichtig angegeben. Ich sagte nicht, »dass von allen Säuren bei Verbindung mit derselben Basis dieselbe Wärmemenge erzeugt, sondern dass die Wärme durch die Base bedingt werde«. Ein Vergleich der Resultate der Hrn. Favre und Silbermann mit denen in meiner ersten Abhandlung wird zeigen, dass ich die Abweichungen von den anderen Säuren vollkommen erkannt habe, wie sie vorkommt einerseits in Ueberschuss bei der Schwefelsäure, und andererseits in Unterschuss bei der Wein-, Citronen- und Bernsteinsäure. »Betrachten wir, sagte ich in meiner ersten Abhandlung von 1841, die erste, zweite und vierte Tafel, als die ausgedehntesten unter der grossen Anzahl löslicher Verbindungen von Kali, Natron und Ammoniak, so wird man bemerken, dass die Schwefelsäure 0°,8 bis nahe 1°,0 mehr Wärme entwickelt als im Mittel die übrigen Säuren, während Wein-, Citronen- und Bernsteinsäure an 0°,4 bis 0°,55 zu wenig liefern. Eine genaue Untersuchung des Einflusses der störenden Wärmequellen wird ohne Zweifel die Ursache dieser Widersprüche entdecken. Die hohen Zahlen bei der Schwefelsäure hän-

1) *Ann. de chim. et de phys. Sér. III, Vol. XXXVII, (1859) p. 497.*

gen wahrscheinlich zusammen mit der wohl bekannten Eigenschaft dieser Säure, dass sie bei ihrer Verbindung mit successiven Atomen Wasser viel Wärme entwickelt. Alle übrigen Säuren entwickeln fast dieselbe Wärmemenge bei Verbindung mit derselben Base; die größten Abweichungen von der mittleren Menge betragen beim Kali  $+0^{\circ}24$  und  $-0^{\circ}13$ , beim Natron,  $+0^{\circ}26$  und  $-0^{\circ}14$  und beim Ammoniak  $+0^{\circ}17$  und  $-0^{\circ}05$ . Diese Unterschiede fallen fast innerhalb der Fehlergränzen der Versuche<sup>1)</sup>.

Aber obgleich zwischen meinen anfänglichen Resultaten und denen der Hrn. Favre und Silbermann eine oberflächliche Uebereinstimmung vorhanden ist, so wird man doch bei näherer Untersuchung finden, dass sie im Einzelnen und in Punkten von großer Wichtigkeit weit aus einander gehen. Ich hatte gefunden, dass die Oxalsäure bei Verbindung mit löslichen Basen fast genau dieselbe Wärmemenge entwickelt wie Chlorwasserstoff-, Salpeter- und manche andere Mineralsäure, und diese Beobachtung habe ich immer als eine der Hauptstützen des Gesetzes I betrachtet. Dagegen haben die Hrn. Favre und Silbermann aus ihren Versuchen den Schluss gezogen, dass »die Oxal-, Ameisen-, Baldrian- und Citronensäure nahezu dieselbe Wärmemenge entwickeln, aber weniger als die vorhergehenden Mineralsäuren«, unter welchen sie die Salpeter- und Chlorwasserstoffsäure aufzählen. Meinen Versuchen gemäss ist eine solche Unterscheidung zwischen den Säuren mineralischen und organischen Ursprungs nicht zulässig, insofern die Oxalsäure bei Verbindung mit Basen wenigstens ebensoviel Wärme entwickelt als Chlorwasserstoff-, Salpeter- und manche andere starke Mineralsäure.

Die in diesem Aufsatz zu beschreibenden Versuche wurden schon vor einigen Jahren angestellt, aber durch zufällige Umstände bisher nicht veröffentlicht. Einige der wichtigeren derselben habe ich jedoch neuerdings mit einer geringen Abänderung des Apparates wiederholt. Die Lösungen wurden in einem so verdünnten Zustand angewandt,

1) *Transact. of the R. Irish Acad.*, Vol. XIX, p. 240.

dafs die entwickelte Wärme niemals über 3°,5 C. stieg. Es wurde eine Normallösung von Schwefelsäure bereitet und sorgfältig analysirt durch Fällung eines gegebenen Gewichts derselben mit einem löslichen Baryumsalz und Wägung des schwefelsauren Baryts. Die Stärke der alkalischen Lösungen wurde sorgfältig mittelst dieser Normalsäure ajustirt. Bei allen Versuchen wurde dieselbe Lösung von jedem Alkali angewandt und die bei jedem Versuch angewandte Menge durch sorgfältige Wägung bestimmt. Die saure Lösung war von solcher Stärke, dafs, nach Vermischung mit dem Alkali, ein Ueberschufs von zwei bis drei Procent an Säure zugegen war. Die alkalische Lösung befand sich in einem leichten Glasgefäß, in welchem ein grofsen die Säure enthaltender Platintiegel, sorgfältig schwamm. Indem man die saure Lösung in dem Platintiegel mittelst eines leichten Rührers in rasche Rotation versetzte, wurde bald zwischen den beiden Flüssigkeiten ein vollkommenes Temperaturgleichgewicht hergestellt. Die anfängliche Temperatur der Lösungen war gewöhnlich etwa 1°,5 niedriger als die der Luft, und die Endtemperatur der Mischung etwa 1°,5 höher als sie. Die Berichtigungen wegen der erwärmenden und abkühlenden Wirkung des umgebenden Mittels wurden mit grofsen Sorgfalt bestimmt. Der mechanische Proceß des Zusetzens der Säure zu der alkalischen Lösung erzeugte keine Temperaturveränderung, und da die bei der Verbindung entwickelte Wärme die Flüssigkeit fast augenblicklich auf die Maximaltemperatur erhob, so war die ganze Berichtigung nur für das Abkühlen erforderlich. Die erste Temperatur wurde eine Minute nach dem Zusatz der Säure zu der alkalischen Lösung abgelesen und während der ganzen Zeit die Mischung umgerührt. Bedeutet  $\delta$  die Berichtigung und  $\varepsilon$  den Ueberschufs der Temperatur über die der Luft in Centigraden, so wird  $\delta$  gegeben seyn durch den folgenden Ausdruck

$$\delta = \varepsilon \times 0^{\circ},012.$$

Als Beweis der Genauigkeit der bei dieser Untersuchung befolgten Mischungsmethode will ich erwähnen, dafs als ich,

um zu erfahren, ob die zu diesen Untersuchungen angewandten verdünnten Säuren bei ihrer Vermischung mit Wasser eine Temperaturveränderung hervorbringen, den Versuch mit Salpetersäure nach der eben beschriebenen Methode machte, indem ich Wasser statt der alkalischen Lösung nahm, dabei unerwartet ein Sinken von  $0^{\circ}01$  beobachtete. Als ich die Umstände der Beobachtung so veränderte, daß ein größerer Effect erzielt werden mußte, wurde nicht nur ermittelt, daß wirklich eine Abnahme der Temperatur stattfand, sondern auch, daß der Betrag derselben annähernd richtig war. Als Chlorwasserstoffsäure von aequivalenter Stärke in demselben Maafse verdünnt wurde, fand eine Temperatur-Erhöhung von  $0^{\circ}05$  statt.

Die Genauigkeit von Versuchen dieser Art, wobei der ganze thermometrische Effect nur 2 bis 3 Grad beträgt, hängt größtentheils von dem angewandten Thermometer ab. Wenn die Angaben desselben nicht in jedem Theil der Scale vollkommen zuverlässig sind, ist die Arbeit des Forschers nur eine trügerische. Ich habe daher auf diesen wichtigen Punkt alle mögliche Sorgfalt verwandt. Der Stiel des Thermometers war sorgfältig calibrirt und getheilt nach einer willkürlichen Scale mittelst einer zu diesem Zweck construirten Theilmaschine, welche mit einer kurzen, sehr genauen Schraube von Troughton und Simms versehen war. Die fein auf das Glas geätzten Theilstriche entsprachen etwa  $0^{\circ}05$  C. und die Ablesungen konnten mit Sicherheit bis auf weniger als  $0^{\circ}01$  gemacht werden. Der Nullpunkt der Scale wurde von Zeit zu Zeit in gewöhnlicher Weise bestimmt, und ein zweiter, etwa bei  $30^{\circ}$  C. liegender Punkt durch Vergleich mit vier anderen, ähnlich construirten Thermometern festgesetzt, deren Scalen sich vom Frost- bis zum Siedepunkt erstreckten. Die Ablesungen dieser vier Thermometer, auf Grade reducirt, wichen innerhalb der Gränzen, in denen sie abgelesen werden konnten, selten um mehr als  $0^{\circ}02$  von einander ab. Der Behälter des zu diesen Versuchen benutzten Thermometers war 75<sup>mm</sup> lang und nahm, bei Eintauchung in die Flüssigkeit, fast die ganze Tiefe derselben ein.

Da hinsichtlich des thermischen Aequivalents von Glasgefäßen immer eine gewisse Unsicherheit vorhanden ist, so machte ich zwei Reihen vergleichender Versuche, einen mit einem dick gefirnißten Kupfergefäß und den anderen mit einem Platingefäß. Das mittlere Resultat dieser Versuche stimmte fast genau mit dem Resultat, welches bei Anwendung des Glasgefäßes erhalten wurde.

Das Gewicht des Glasgefäßes, welches die alkalische Lösung enthielt, betrug 58 Grm. und entsprach thermisch 1,14 Grm. der gebildeten Lösungen. Das thermische Aequivalent des Thermometerbehälters und des Rührers betrug 0°,9 Grm. Die alkalische Lösung wog 160 Grm. und enthielt das Aequivalent von 1,738 Grm. Schwefelsäure. Die saure Lösung wog 42,5 Grm. Folglich war der gesammte thermische Werth des Apparats, ausgedrückt in Werthen der Lösung:

Lösung	202,5
Glasgefäß	11,4
Thermometer und Rührer	0,9
	214,8 Grm.

Zu den directen Ablesungen des Quecksilbers im Stiel des Thermometers wurde eine (additive) Correction angebracht. Die Resultate sind bis Tausendstel eines Grades angegeben, aber diese scheinbare Genauigkeit röhrt her von der Reduction der Angaben der willkürlichen Scale auf Grade.

Die folgende Tafel gibt die mittleren Resultate der neuen Versuche, wobei die Säuren nach ihrer thermischen Wirkung geordnet sind:

	Kali	Natron	Ammoniak
Schwefelsäure	3°,378	3°,353	2°,976
Oxalsäure	3 ,058	3 ,040	2 ,648
Chlorwasserstoffssäure	3 ,021	2 ,982	2 ,623
Salpetersäure	2 ,993	2 ,939	2 ,566
Essigsäure	2 ,852	2 ,832	2 ,492
Weinsäure	2 ,732	2 ,710	2 ,376.

Interessant ist es, zu beobachten, wie genau die drei Verticalkolumnen relativ mit einander übereinstimmen. Die Säuren folgen in derselben Ordnung unter jeder Basis, und selbst die Unterschiede der Wärmemenge, die von einigen Säuren bei Verbindung mit verschiedenen Basen entwickelt wird, kommen einander in manchen Fällen sehr nahe. Die Wärme z. B., die bei Verbindung von Schwefelsäure mit Kali frei wird, übertrifft die bei Verbindung der Oxalsäure mit derselben Base entwickelte um  $0^{\circ},320$ ; die entsprechenden Unterschiede beim Natron und Ammoniak sind  $0^{\circ},313$  und  $0^{\circ},328$ . Vergleichen wir in ähnlicher Weise die Unterschiede der durch Essig- und Weinsäure entwickelten Wärme, so treffen wir die Zahlen  $0^{\circ},120$ ,  $0^{\circ},122$  und  $0^{\circ},116$ . Selbst bei der Oxal-, Chlorwasserstoff- und Salpetersäure, welche so nahe dieselbe Wärmemenge entwickeln, beobachtet man dieselbe Ordnung bei den drei Basen. Besonders ist zu bemerken, dass die Oxalsäure  $0^{\circ},022$  bis  $0^{\circ},058$  mehr Wärme bei Verbindung mit diesen Basen entwickelt als die Chlorwasserstoffsäure, und  $0^{\circ},065$  bis  $0^{\circ},111$  mehr als die Salpetersäure. Der Schluss der HH. Favre und Silbermann, dass die organischen Säuren (Oxal-, Ameisen-, Essigsäure usw.) merklich weniger Wärme entwickeln als die Mineralsäuren, ist also vollständig widerlegt; und die anfänglichen, in meiner Arbeit von 1841 angegebenen Resultate, denen gemäss die Oxalsäure wenigstens ebenso viel Wärme entwickelt als die Salpeter-, Phosphor-, Arsen-, Chlorwasserstoff-, Jodwasserstoff-, Bor- und andere Mineralsäuren (mit Ausnahme der Schwefelsäure), sind vollkommen bestätigt. Wein-, Citron- und Bernsteinsäure entwickeln freilich (wie in derselben Arbeit gezeigt ist) etwa  $\frac{1}{4}$  weniger Wärme als im Durchschnitt die übrigen Säuren, aber Essig- und Ameisensäure liegen kaum  $\frac{1}{50}$  unter dem Mittel, und Oxalsäure ist immer etwas über demselben. Diese Resultate sind in ihren Hauptzügen vollständig bestätigt durch die im gegenwärtigen Aufsatz beschriebenen Versuche, welche mit einem vollkommeneren Apparat und einem genaueren Thermometer angestellt wurden, als mir bei meinen

früheren Untersuchungen zu Gebote stand. Ein Blick auf denselben Aufsatz wird zeigen, dass, während Säuren, die soweit von einander abweichen, wie Oxal-, Phosphor-, Arsen-, Salpeter-, Chlorwasserstoff- und Borsäure, kaum einen wahrnehmbaren Unterschied in den von ihnen bei Verbindung mit Basen entwickelten Wärmemengen darbieten, und von den anderen untersuchten Säuren die Schwefelsäure (wahrscheinlich auch die schweflige Säure) eine große Abweichung von etwa  $\frac{1}{5}$  über dem Mittel, und die Weinsäure eine Abweichung von  $\frac{1}{10}$  unter demselben zeigt, die Basen dagegen (und die späteren Untersuchungen von Favre und Silbermann haben dies bestätigt) in ihrer thermischen Kraft gänzlich von einander abweichen. So geben Aequivalente von Magnesium- und Silberoxyd bei ihrer Verbindung mit Salpetersäure eine Wärme-Entwicklung von resp. 4°,1 und 1°,8, so dass also das erstere Oxyd eine 2,3 mal grössere Wärmekraft hat als das letztere. Und doch, wie wohl bekannt ist, sättigen beide Basen die Säure vollständig; die daraus entstehenden Lösungen sind sogar neutral gegen Probepapiere. Aus diesen Gründen habe ich durchaus keinen Zweifel, dass das erste der von mir 1841 aufgestellten Gesetze der Ausdruck eines wahren physischen Gesetzes ist, und dass die bei Gegenwart von Wasser durch Verbindung von Säuren und Basen entwickelte Wärme von der Base und nicht von der Säure bedingt wird. Freilich können bei dieser wie bei ähnlichen physikalischen Untersuchungen die experimentellen Resultate nicht frei von complicirenden und störenden Einflüssen erhalten werden. Dasselbe gilt von dem experimentellen Beweis des grossen von Dulong und Petit entdeckten Gesetzes des Zusammenhanges der specifischen Wärmen mit den Atomgewichten der elementaren Körper, sowie von den merkwürdigen, durch Kopp entdeckten Relationen zwischen der Zusammensetzung und dem Siedpunkt vieler organischen Flüssigkeiten. Ein Beispiel von diesen störenden Einflüssen haben wir auch schon in der Thatsache gesehen, dass bei Vermischung mit Wasser die Salpetersäure ein geringes Sinken, die Chlorwasser-

stoffssäure ein Steigen der Temperatur zeigt, und die Verschiedenheiten der specifischen Wärme der Lösungen müssen die Resultate im geringem Maafse modificiren. Allein, was die Ursache der höheren thermischen Kraft der Schwefelsäure sey, habe ich nicht zu entdecken vermocht, und künftige Untersuchungen müssen entscheiden, ob sie in irgend einer Störung liege oder (was weniger wahrscheinlich ist) in einer ausnahmsweisen höheren Wärmekraft dieser Säure. Eine Bedingung ist jedoch wesentlich oder das Gesetz ist nicht gültig. Säure und Basen müssen, wenn sie zusammengebracht werden, fähig seyn, eine stabile Verbindung zu bilden. In dem oft erwähnten Aufsatz, zeigte ich, daß Cyanwasserstoffssäure und Kali, welche diese Bedingung nicht erfüllen, bei ihrer Vermischung auch nicht die normale Wärmemenge entwickeln. Dieselbe Bemerkung gilt ohne Zweifel von vielen Metalloxyden, welche instabile Verbindungen mit den Basen bilden und sie unvollständig neutralisiren.

Die experimentellen Beweise der übrigen Gesetze, selbst die des vierten, dessen Richtigkeit von den HH. Favre und Silbermann zugegeben wird, sind auch nur approximativ und hier stösen wir auf eigenthümliche und unerwartete Resultate. Wie Hefs vor langer Zeit gezeigt, erfolgt bei Verwandlung des neutralen schwefelsauren Kalis in das saure ein geringes Sinken der Temperatur, und ich fand, wie man es in der That aus ihrer alkalischen Reaction erwarten konnte, daß bei Verwandlung der gewöhnlichen Phosphate und Arseniate in saure Salze eine Wärme-Entwicklung stattfindet, welche etwa ein Siebentel der bei Bildung der Salze selbst entwickelten beträgt. In anderen Fällen findet man, auf den ersten Blick überraschend und scheinbar anomal, die Resultate streng in Uebereinstimmung mit den allgemeinen, bereits angegebenen Principien. Bei der Bildung von Doppelsalzen findet keine Wärme-Entwicklung statt, — ein Satz, den ich 1841 aufstellte und den man vielleicht als ein besonderes Gesetz betrachten könnte, obwohl er *implicite* im Gesetz II enthalten ist.

Ferner, wenn Phosphor- oder Arsensäure in kleinen Portionen zu einer Lösung von Kali hinzugesetzt wird, bis sich ein basisches Salz gebildet hat, entspricht die bei jedem Zusatz entwickelte Wärme dem Betrage der zugesetzten Säure; allein, nachdem dieser Punkt erreicht worden ist, folgt die Wärme-Entwicklung einem anderen Gesetze. Pyrophosphorsäure anderseits verhält sich, wenn sie in successiven Portionen zu Lösungen von Kali und Natron hinzugefügt wird, wie die Salpetersäure und die meisten übrigen Säuren; gleiche Zusätze von Säuren entwickeln gleiche Incremente von Wärme, bis das pyrophosphorsaure Kali oder Natron gebildet ist<sup>1)</sup>.

#### Anhang.

In den folgenden Tafeln habe ich die in dieser Mittheilung beschriebenen Resultate und die von 1841 in einer Form gegeben, welche erlaubt, sie mit einander und mit denen der HH. Favre und Silbermann zu vergleichen. Ich habe auch einige der neuerlich von Hrn. Thomsen in Kopenhagen gemachten Bestimmungen hinzugefügt<sup>2)</sup>. Man wird sehen, dass die älteren Versuche von 1841 im Ganzen sehr gut mit den jetzt der Gesellschaft mitgetheilten übereinstimmen. Nach dem kleinen Maafstabe, in welchem sie ausgeführt wurden (das ganze Gewicht der Lösungen nach der Vermischung betrug weniger als 30 Grm.), nach der unvollkommenen Form des Apparats und der Unsicherheit der thermometrischen Angaben, bin ich wirklich erstaunt, sie der Wahrheit so nahekommend zu finden. Die Resultate der HH. Favre und Silbermann zeigen nicht die Genauigkeit, welche man von dem hohen Rufe dieser Experimentatoren, und von der Genauigkeit anderer Theile ihrer grossen Arbeit erwarten sollte. Das von ihnen ange-

1) *Transact. of the R. Irish Acad. Vol. XIX*, p. 245 bis 248. Die Beobachtungen von Graham bestätigen den Satz, dass bei der Bildung eines Doppelsalzes keine Wärme entwickelt wird. (*Mém. of the Chemical Soc. Vol. I*, p. 83.)

2) *Pogg. Ann. Bd. 188*, S. 78.

wandte Quecksilbercalorimeter scheint wenig zu diesem Zweck geeignet zu seyn; allein, wenn ich auch von dessen Unvollkommenheiten absehe, bin ich doch in Verlegenheit, die groben Irrthümer zu erklären, in welche sie verfallen sind. Hrn. Thomsen's Versuche sind offenbar mit Sorgfalt angestellt, und relativ stimmen seine Resultate mit den meinigen, allein die von ihm gefundene absolute Wärmemenge fällt unter die meinige. In der That ist es auch leichter relativ richtige Resultate zu erhalten als absolut richtige. Die in diesem Aufsatz gegebenen Zahlen werden, glaube ich, relativ selten mehr als um  $\frac{1}{200}$  von der Wahrheit abweichen, allein sie mögen späterhin hinsichtlich ihres absoluten Werthes eine kleine Berichtigung erfordern. Diese Berichtigung kann jedoch kaum mehr als  $\frac{1}{50}$  des ganzen Werthes betragen, und ich zweifle wenig, daß z. B. die Zahl, welche Hr. Thomsen als Ausdruck für die bei Verbindung des Natrons mit Salpetersäure entwickelte Wärme gegeben hat, eben soweit unter der wahren Zahl liegt als die von Hrn. Favre und Silbermann gegebene darüber.

Tafel I. — Kali.

Säure	Andrews 1841	Favre und Silbermann	Andrews 1870
Schwefelsäure	16330	16083	16701
Salpetersäure	15076	15510	14800
Hydrochlorsäure	14634	15656	14940
Oxalsäure	14771	14156	15124
Essigsäure	14257	13973	13805
Weinsäure	13612	13425	13508

Tafel II. — Natron.

Säure	Andrews 1841	Favre und Silbermann	Andrews 1870	Thomsen
Schwefelsäure	16483	15810	16580	15689
Salpetersäure	14288	15283	14480	13617
Hydrochlorsäure	14926	15128	14744	13740
Oxalsäure	14796	13752	15032	
Essigsäure	14046	13600	14000	
Weinsäure	13135	13651	13400	

Tafel III. — Ammoniak.

	Andrews	Favre und Silbermann	Andrews
Säure	1841		1870
Schwefelsäure	<b>14135</b>	<b>14690</b>	<b>14710</b>
Salpetersäure	<b>12440</b>	<b>13676</b>	<b>12683</b>
Hydrochlorsäure	<b>12440</b>	<b>13536</b>	<b>12964</b>
Oxalsäure	<b>12684</b>		<b>13038</b>
Essigsäure	<b>12195</b>	<b>12649</b>	<b>12316</b>
Weinsäure	<b>11400</b>		<b>11744.</b>

VII. *Bericht über eine neue Thermosäule von großer Wirksamkeit; mitgetheilt von Prof. Dr. A. von Waltenhofen in Prag.*

Die Unbequemlichkeiten, welche mit der Handhabung hydroelektrischer Batterien verbunden sind, haben längst den Wunsch rege gemacht, dieselben durch thermoelektrische Säulen zu ersetzen. — Bei der verhältnismäfsig geringen elektromotorischen Kraft, welche bei thermoelektrischen Erregungen zu Tage tritt, würde allerdings eine sehr grosse Anzahl von Thermoelementen erforderlich seyn, um für eine vielelementige hydroelektrische Batterie Ersatz zu leisten. — Aber selbst die Versuche diesen Ersatz in kleinerem Maafsstabe zu bewerkstelligen und Thermosäulen zu construiren, welche wenigstens bei Versuchen im Kleinen, namentlich bei vielen Vorlesungs-Experimenten, eine geringe Anzahl galvanischer Ketten zu ersetzen im Stande wären, haben bisher nicht zu dem erwünschten Ziele geführt.

Ein bedeutender Fortschritt in dieser Richtung ist zwar durch die Erfindung der Marcus'schen Thermosäule (1864) geschehen.

In der That hat diese aus sehr wirksamen und starke Erhitzung vertragenden Legirungen zusammengesetzte Säule das bis dahin von Thermosäulen Geleistete weit übertroffen; es zeigte sich aber leider sehr bald, daß sie dessen ungeachtet den Anfangs gehegten Erwartungen nicht entsprechen kann, und zwar aus folgenden Gründen.

Für's Erste bedingt die außerordentliche Zerbrechlichkeit der elektropositiven (in allen Beschreibungen irrthümlich als »negativ« bezeichneten) Legirung<sup>1)</sup> eine sehr geringe Dauerhaftigkeit und Transportfähigkeit der Säule und für's Zweite habe ich die (wie ich höre auch von anderen Physikern bestätigt gefundene) Wahrnehmung gemacht, daß deren Brauchbarkeit, in Folge einer fortwährenden (auf eine molekulare Veränderung hindeutenden) Zunahme des inneren Widerstandes mit der Zeit immer abnimmt<sup>2).</sup>

Desto erfreulicher ist es mir von einer Thermosäule berichten zu können, welche nicht nur an Wirksamkeit die Marcus'sche Säule noch weit übertrifft, sondern auch größere Dauerhaftigkeit verspricht und dabei überdies weniger kostspielig ist. Weitere Vorzüge der neuen Säule bestehen darin, daß dieselbe nach Belieben auch ohne nasse Kühlung — nämlich mit einer sogenannten Luftkühlung — eingerichtet ist, was deren Handhabung viel bequemer und weniger umständlich macht; — und daß die Kleinheit der Elemente bei gleicher Zahl ein viel kleineres Volumen und Gewicht bedingt.

Der Erfinder, Hr. Franz Noë in Wien, dessen thermoelektrische Versuche ich seit einer Reihe von Jahren zu

- 1) Erhitzt man die Contactstelle der Legirung eines Elementes, so geht der Strom von dem Alpacca (Argentan) durch die erhitzte Berührungsstelle zur spröden (aus Antimon und Zink bestehenden) Legirung. Letztere verhält sich daher bezüglich der Stromrichtung zur ersten wie Antimon zu Wismuth und muß daher nach dem üblichen Sprachgebrauche *positiv* genannt werden.
- 2) Ich habe bei einer 50 elementigen Thermosäule dieser Art im Laufe der Zeit eine Widerstandszunahme von 1,1 bis 5,7 Siemens-Einheiten beobachtet, während die elektromotorische Kraft ebenfalls eine, jedoch kaum merkliche, Zunahme zeigte.

verfolgen Gelegenheit hatte, hat mir sowohl einzelne Elemente als auch eine aus 72 Elementen bestehende, für Gasheizung und Luftkühlung eingerichtete Säule, deren Wirkungen weiter unten erörtert werden sollen, nebst nachstehender Beschreibung übersendet.

Das Element (Fig. 8 Taf. I) ist aus zwei Metall-Legirungen gebildet, von denen die als negatives Metall dienende dem Neusilber ähnlich und in Drahtform ausgezogen, die positive durch Guss hergestellt und sehr spröde ist.

Der Schmelzpunkt der letzteren liegt etwas tiefer als jener des Antimon.

Der Kürze wegen werden für beide Metalle die Zeichen  $+ M$  und  $- M$  gewählt.

Die Form des  $+ M$  ist ebenfalls die cylindrische und liegt die Längenaxe beider  $M$  in einer Geraden.

Da das  $+ M$  ein so schlechter Wärmeleiter ist, dass es an der von einer Stichflamme getroffenen Stelle alsbald in Flusß geräth, ist an dem Elemente die Einrichtung getroffen, dass die Heizflamme nicht directe auf die Contactstelle, sondern auf einen kurzen hohlen Kupfercylinder ( $H$ ) wirke, welcher über  $- M$  hart an  $+ M$  geschoben ist. Durch diese Einrichtung ist zugleich dem Durchbrennen des  $- M$  vorgebeugt und wird auch das zur Erzielung des günstigsten Effectes nothwendige gleichmäßige Fortschreiten der Wärme von der Heizstelle in beiderseits axialer Richtung vermittelt.

Der genaue Contact beider  $M$ , auch bei der stärksten Erhitzung, ist dadurch gesichert, dass das zu einem Knopfe verdickte Ende des  $- M$  sich im Innern des  $+ M$  eingeschmolzen befindet.

Die Querschnitte beider  $M$  sind so bemessen, dass selbst bei der bis zur hellen Gluth getriebenen Erhitzung des  $H$  ein Abschmelzen des  $+ M$  nicht eintreten kann<sup>1)</sup>.

1) Nach der neuesten Construction ist an jedem Elemente ein über das negative Stäbchen aufgeschobenes durchbohrtes Glimmerplättchen ( $GG$  in Fig. 9 Taf. I) zwischen dem Heiskolben und dem positiven Stäbchen angebracht. Auf diese Art befindet sich die Feuerlinie zwischen zwei

Um die Elemente in bequemer und zweckentsprechender Weise zu einer Säule zusammensetzen zu können, ist an denselben noch folgende Einrichtung getroffen.

An der Basis des  $+ M$  ist ein kupfernes Blöckchen (*A*), an dem freien Ende des  $- M$  aber ein federnder Metallbügel (*BC*) angelötet, welch letzterer die Bestimmung hat, der Ausdehnung und Zusammenziehung des Elementes in den verschiedenen Temperaturen denjenigen Spielraum zu gewähren, welcher nöthig ist, um die bei der Sprödigkeit des  $+ M$  sonst mögliche Sprengung des Zusammenhangs an der Contactstelle hintanzuhalten. Die Fig. 8 Taf. I verdeutlicht die Art der Aufstellung des Elementes in der Säule. Das Kupferblöckchen *A* und das Bügelende *C* sind nämlich auf den Enden zweier einander gegenüber stehenden Streifen dicken Kupferbleches (*K*) aufgelötet, welche die aus dem Elemente aufgenommene Wärme entweder in ein Gefäß mit Kühlwasser ableiten oder sie an die Luft abgeben können.

In dem letzteren Falle sind, um eine hinreichend große Oberfläche zu erzielen, an die dicken Kupferstreifen *K* noch breite Streifen dünnen Kupferbleches (*K'*) angelötet; diese letzteren sind winkelförmig nach auswärts gebogen, um an Raum für die gedrängtere Anordnung der Säulenbestandtheile zu sparen.

An der Säule sind die Wärmeableiter *K* auf einem isolirenden Gestelle in zwei einander gegenüberstehenden Reihen so befestigt, dass bei dem Auflöthen der Elemente die mittelsten Querschnitte der Heizcylinder (*H*) in eine lotrechte Ebene zu liegen kommen. (Siehe das Schema Fig. 9 Taf. I.) Die Heizung geschieht durch eine gemeinschaftliche Lampe mit gerader Feuerlinie.

Als Heizmaterial kann entweder Spiritus oder Leuchtgas angewendet werden.

Reihen von Glimmerplättchen, welche nicht nur den Stäbchen der positiven Legirung zum Schutze dienen, sondern auch, indem sie eine Art Zug-Canal bilden, eine gleichförmigere und intensivere Wirkung der Flämmchen herbeiführen.

W.

Die Spirituslampe (Fig. 10, Taf. I) hat folgende Einrichtung:

In der Mitte eines weiten Kühlwasser enthaltenden Blechgefäßes (*G*) befindet sich ein enges spaltförmiges Gefäß (*B*), welches als Brenner dient und den aus mehreren Bogen Fließpapier bestehenden Docht enthält. In diesen Brenner gelangt der Spiritus durch das Communicationsrohr (*C*) aus dem aufserhalb des Kühlgefäßes angebrachten Reservoir (*D*), worin der Spiritus mittelst der Niveauflasche (*E*) auf gleichem Stande erhalten wird. Da der Brenner bis nahe an den oberen Rand überall von Kühlwasser umspült ist, bleibt die Erhitzung der Wände des Brenners auf ein bestimmtes Maaf beschränkt, und ist daher auch die Grösse der Spiritusflamme eine constante, wofern nur die Temperatur des Kühlwassers nicht erheblich steigt. Die Gleichmässigkeit der Kühlung wird selbstverständlich am zweckmässigsten durch Eisstücke erzielt, es kann dies aber auch durch einen Strom kühlen Wassers erreicht werden. Für diesen Fall ist durch Anbringung einer Abflussrinne an dem obersten Rande des Kühlgefäßes *G* vorgedacht. Wird das zuströmende Wasser (mittelst eines Trichters) auf den Boden des Kühlgefäßes geleitet, so ist das an der Oberfläche gesammelte warme Wasser genöthigt durch jene Rinne abzufließen.

Bei den für Spiritus-Heizung eingerichteten Säulen tauchen auch die kupfernen Wärmeableiter in das Kühlgefäß *G*. Diese Ableiter sind nämlich auf der unteren Fläche eines steifen hölzernen Rahmens befestigt und nach abwärts gebogen. Der Rahmen steht nicht in unzertrennlicher Verbindung mit der Lampe, sondern wird von vier in den Ecken angebrachten Füßen getragen, so dass die Säule ein für sich bestehendes Ganzes bildet und mit aller Bequemlichkeit in das Kühlgefäß gestellt oder aus demselben gehoben werden kann. (Die in das Kühlwasser tauchenden Enden der Wärmeableiter sind mit Firniß überzogen, um Nebenschließungen des Stromes durch das Kühlwasser hintanzuhalten.) Figur 11 Taf. I versinnlicht den Querschnitt

einer Säule mit Spiritusheizung. *G* bedeutet das Kühlgefäß, die punktierte Linie *WW* das Niveau des Kühlwassers, *B* den Brenner, *R* die Querschnitte der Langseiten des Rahmens, *FF* die Stellfüsse, *+M—M* das Element, *KK* die Wärmeableiter.

Die Gaslampe (Fig. 12, Taf. I) beruht auf dem Principe der vorgängigen Mischung des Leuchtgases mit atmosphärischer Luft und hat folgende Einrichtung.

Aus dem Firste eines dachförmigen unten offenen Blechmantels *A* ragt eine Reihe senkrecht stehender Messingrörchen hervor. Die Anzahl und Stellung der Rörchen entspricht jener der Elemente. Im Innern des Blechmantels, gerade unter der Rörchenreihe, liegt das Gasrohr (*C*), welches an den der Axe eines jeden Rörchens entsprechenden Stellen je eine Ausströmungsöffnung enthält. Jedes Rörchen wird somit für sich abgesondert gespeist und stellt eine Art Bunsen-Brenner dar. Die Lampe ist auf einem tragbaren Brettchen (*B*) befestigt, in dessen Ecken Stellschrauben behufs beliebiger Hebung und Senkung der Lampe angebracht sind.

Die zur Heizung mit Leuchtgas bestimmten Säulen (Fig. 13 Taf. I) sind auf die früher schon beschriebene *Luftkühlung* eingerichtet. Bei denselben besteht das Gestell wesentlich aus einem als Grundplatte dienenden steifen Brette (*B*), in welchem der Länge nach zwei parallel und senkrecht stehende Brettchen (*C*) eingefalzt sind. Diese beiden Wände sind an den Enden durch starke in die Grundplatte eingezapfte und überdies an der oberen Kante paarweise durch eiserne Spangen (*E*) verbundene Streben (*D*) gestützt. Die Wärmeableiter (*K*) sind in ihrem horizontalen Theile auf der oberen Kante der bezeichneten senkrechten Wände (*C*) und mit dem Ende ihres abwärts gerichteten Theiles an die Seitenkanten der Grundplatte festgenagelt, woraus eine weitere ausgiebige Versteifung des Gestelles resultirt. *L* deutet die Stellung der Lampe an. Bei dem Auflassen der Säule dienen die Spangen (*E*) als Handhaben.

Die gröfseren Säulen besitzen eine pachytropische Einrichtung (Fig. 14 Taf. I), mittelst welcher die Elemente zu 1, 2 und 4 combinirt werden können und die in Folgendem besteht. Die Elemente sind auf dem gemeinschaftlichen Gestelle in vier gleichzählige Serien so abgetheilt, daß jede derselben für sich eine kleinere Säule bildet; jede der hiermit gegebenen acht Pole ist leitend mit einer aus federndem Kupferdraht gebildeten Klemme verbunden; die beiden äußersten Pole überdiess auch mit den Säulenpolen.

Die Verbindung der Klemmen unter einander geschieht jeweilig mittelst kupferner Bügel, deren Zinken in die Klemmen eingezwängt werden.

Bezeichnet man die Klemmen mit den Zahlen 1 bis 8, von denen die geraden die + Pole, die ungeraden die - Pole angeben, so müssen

für die Combination zu 1 die Klemmen (2, 3), (4, 5), (6, 7)

■	■	■	■ 2 ■	■	(1, 3), (2, 4, 5, 7), (6, 8)
■	■	■	■ 4 ■	■	(1, 3, 5, 7), (2, 4, 6, 8)

leitend verbunden werden.

Damit dies leicht geschehen könne, sind die Klemmen in einer geraden Zeile an einer Holzleiste (B) so befestigt, daß die Zinken gleich gerichtet sind und auf diese Art eine Art Kamm mit 16 paarweise convergirenden Zähnen gebildet wird.

Die zur Verbindung der Klemmen nach dem angegebenen Zahlen-Schema erforderlichen Bügel sind — für jede der drei Combinationsweisen abgesondert — in einer Holzleiste (A, B, C) so eingefügt, daß die herausragenden Zinken ebenfalls in einer Reihe stehen und auf diese Art ein Kamm entsteht, dessen Zähne in die Klemmenreihe passen. Durch diese Anordnung ist es ermöglicht, die für jede der drei Combinationsweisen nöthigen Bügel allemal mit Einem Griffe in die Klemmen einzuschalten.

Der Bequemlichkeit wegen sind übrigens diese drei Verbindungsleisten (A, B, C) zu einem einzigen Körper verbunden, welcher in seiner äusseren Form ein dreiseitiges, an den Längenkanten mit je acht normal stehenden Stiften

besetztes Prisma darstellt. (In der für die Combination zu 1 bestimmten Stiften-Reihe steht der 1<sup>te</sup> und 8<sup>te</sup> blind und sind beide nur darum vorhanden, um die richtige Einschaltung der übrigen sechs Stifte zu leiten). Fig. 15, Taf. I gibt eine perspektivische Ansicht eines solchen »Schlüssels«.

In Fig. 13 ist durch P die Stellung des Pachytropes an der Säule angedeutet.

Soweit die Beschreibung des Erfinders. — Zur Erprobung der Wirksamkeit der Säule habe ich zunächst einzelne Elemente in Bezug auf elektromotorische Kraft und Widerstand untersucht.

Sechs Messungen an fünf verschiedenen Elementen nach der Ohm'schen Methode mittelst einer Siemens'schen Tangentenbussole ausgeführt, gaben für die elektromotorische Kraft  $e$  eines Elementes Zahlenwerthe von  $e = 1,24$  bis  $e = 1,36$ , welcher letztere Werth durch Erhitzen des Heizkolbens bis zum hellrothen Glühen erreicht wurde, wobei zugleich ein Ausschmelzen kleiner Metallperlen an der Fuge zwischen dem positiven Metall und dem Heizkolben eintrat, während bei den anderen Versuchen nur ein kaum bemerkbares schwaches Glühen (theils mit, theils ohne Austreten von Metallperlen) stattfand. Diese Zahlen beziehen sich auf die Jacobi-Siemens'schen Einheiten, nach welchen ich die elektromotorische Kraft eines Daniell'schen Elementes  $D = 12$  gefunden habe. Hieraus ergiebt sich, dass 9 bis 10 (im Mittel 9,23) Noë'sche Elemente die elektromotorische Kraft eines Daniell'schen ersetzen, während hierzu von den Marcus'schen Elementen nach Stefan<sup>1)</sup> 18 erforderlich sind, wenn man die stärkste zulässige Erhitzung (bis zum Ausschmelzen von Metallperlen) anwendet. Allerdings kann man bei einer vielelementigen Säule nicht darauf rechnen, jedes Element auf seine volle elektromotorische Kraft  $e = 1,3$  zu erhitzen, wenn man nicht eine stellenweise Ueberhitzung riskiren will. Dass man aber

1) Sitzungsberichte der Wiener Akademie, Bd. 51, Abtheilung 2, S. 261 und S. 281.

auch bei normaler Heizung einer *vielelementigen* Säule auf die elektromotorische Kraft 1 per Element rechnen kann, was im Vergleiche mit der Marcus-Säule, welche unter gleichen Umständen nach meinen Versuchen auch nur höchstens  $\frac{1}{20}$  Daniell per Element liefert, noch immer einen Gewinn von wenigstens 66 Proc. an elektromotorischer Kraft bei gleicher Elementenzahl ergiebt, haben meine nachstehenden Versuche außer Zweifel gestellt.

Die untersuchte Säule besteht aus 72 Elementen, welche in vier Gruppen von je 18 Elementen getheilt sind und mittelst des oben beschriebenen Pachytropes so verbunden werden können, daß folgende Combinationen entstehen:

I vier *einfache* Gruppen

II zwei *doppelte* Gruppen

IV eine *vierfache* Gruppe.

Diese Säule gab an einer Siemens'schen Tangentenbussole, deren Reductionsfactor für chemisches Maas an Beobachtungsorte = 40 war, die in nachstehender Tabelle verzeichneten Ablenkungen bei den angegebenen Schließungswiderständen, woraus sich für die drei Combinationen I, II und IV die entsprechenden elektromotorischen Kräfte und Widerstände der Säule ergeben.

Combination	Schließungswiderstand	Ablenkung	Elektromotorische Kraft der Säule	Widerstand der Säule
I	1,054 6,054	19° 51' 10° 12'	71,74	3,91
II	1,054 6,054	24° 9' 7° 21'	36,22	0,96
IV	1,054 6,054	19° 14' 4° 5'	17,95	0,23

Hieraus ist ersichtlich, daß in jeder Combination die elektromotorische Kraft = 1 per Element wirksam war.

Was den Widerstand eines einzelnen Elementes betrifft,

so ergiebt sich derselbe aus allen drei Versuchsreihen übereinstimmend  $u = 0,05$ <sup>1)</sup>), nämlich

$$\begin{array}{lll} \text{aus I mittelst der Gleichung } & 72u = 3,91 \\ \text{II} & \text{III} & \frac{36}{2}u = 0,96 \\ \text{IV} & \text{V} & \frac{18}{4}u = 0,23 \end{array}$$

Diese Daten ermöglichen die Berechnung des Effectes der Thermosäule oder einzelner Elemente für jeden Fall nach Maafsgabe des dabei einzuschaltenden äusseren Widerstandes.

Eine Angabe, wie viele galvanische Elemente von bestimmter Gattung durch eine solche Thermosäule von bestimmter Elementenzahl ersetzt werden, ist im Allgemeinen nicht möglich, weil die inneren Widerstände galvanischer Elemente zu verschieden sind.

Constante Kohlenzinkelemente mit concentrirter Salpetersäure und auf etwa  $\frac{1}{10}$  verdünnter Schwefelsäure haben eine elektromotorische Kraft = 20 und bei sehr guter Beschaffenheit der Thonzellen auch einen verhältnismässig sehr geringen Widerstand, bei Elementen mittlerer Grösse etwa 0,3 und auch darunter.

Ist der äusserere Widerstand gross, so dass es auf den Widerstand der Stromquelle nicht ankommt, so werden also circa 20 Noë'sche Elemente ein Bunsen'sches ersetzen; — zeigt sich ein gleicher Effect nicht, so ist dies nicht etwa einer geringeren elektromotorischen Kraft der Noë'schen Elemente, sondern lediglich dem Umstände zuzuschreiben, dass bei kleinem äusseren Widerstande der innere Widerstand (der Stromquelle) nicht mehr gleichgültig ist und daher — weil 20 Noë'sche Elemente einen grösseren Widerstand haben als 1 Bunsen'sches — das letztere stärker wirken muss. Dem lässt sich aber, wenn man eine grössere Säule hat, durch entsprechende Combination mittelst des Pachytropes abhelfen. Nimmt man z. B. bei einer 80 elementigen Noë'schen Säule Combination IV (zu einer vierfachen Gruppe von

1) Genauer 0,054 bis 0,052; Versuche mit einzelnen Elementen gaben 0,054, mit großer Beständigkeit auch nach öfterem und längerem Gebrauche.

20 Elementen), deren Widerstand dann nur 0,25 seyn wird, so wird dieselbe auch bei sehr kleinem äufseren Widerstande die Wirkung eines Bunsen'schen Elementes übertreffen, und anderseits wird bei grossem äufseren Widerstande Combination I angezeigt seyn und in diesem Falle eine Wirkung von vier Bunsen'schen Elementen ausüben.

Wollte man die elektromotorische Kraft auch nur eines einzigen Noë'schen Elementes durch eine gewöhnliche Wismuth - Antimon - Thermosäule (von 0° C. und 100° C. Löthstellen-Temperatur) ersetzen, so würden ungefähr 11 solche Elemente dazu erforderlich seyn, indem nach meinen Versuchen mit mehrelementigen Wismuth-Antimon-Thermosäulen bei obiger Temperaturdifferenz die durchschnittliche elektromotorische Kraft eines solchen Elementes selten über 0,09 hinausgeht<sup>1)</sup>.

In der That kann man schon mit einem einzigen Noë'schen Elemente überraschende Effekte, z. B. mittelst eines geeigneten Inductionsapparates, dessen Unterbrecher (Blitzrad) man mit der Hand bewegt, bedeutende physiologische Wirkungen erzielen.

Meine 72 elementige Säule bringt mit Combination I sehr lebhafte Wasserzersetzung hervor, setzt mit Combination II Ruhmkorff'sche Apparate mittlerer Grösse in Thätigkeit und erzeugt mit Combination IV (bei Anwendung von Spiralen aus dickem Drahte) sehr starke Elektromagnete.

Eine solche Säule gewährt daher die Bequemlichkeit — namentlich bei Vorlesungsversuchen — in vielen Fällen die galvanischen Elemente entbehrlich zu machen.

Zugleich ist die Noë'sche Thermosäule nicht nur viel

- 1) Eine andere directe Bestimmung dieser elektromotorischen Kraft nach einem absoluten Maafse liegt meines Wissens nicht vor; doch habe ich aus den Bestimmungen von Matthiessen und Wheatstone einerseits und aus jenen von Matthiessen und Pouillet anderseits — indem ich dabei die von J. Regnault und Poggendorff beziehungsweise für das Wheatstone'sche und das Wollaston'sche Element angegebenen Verhältnisse zum Daniell'schen benutzte — die elektromotorische Kraft eines Wismuth-Antimon-Elementes gerechnet und dafür einerseits den Werth = 0,129 und anderseits = 0,108 gefunden.

wirksamer, sondern auch entschieden von gröfserer Dauerhaftigkeit als die Marcus'sche. Dafür spricht schon ihre bessere Transportfähigkeit in Folge der immerhin bedeutend geringeren Zerbrechlichkeit der dabei verwendeten positiven Legirung und anderseits der Umstand, dass ich an derselben nach häufigem Gebrauche noch keine Wirkungsabnahme — wie bei der Marcus'schen — wahrgenommen habe.

Ein Versuch über den Gasbedarf meiner 72 elementigen Noë'schen Säule ergab bei voller Wirkung einen Verbrauch von vierzehn Kubikfuß per Stunde, was ungefähr der Consuption von drei gewöhnlichen Strafsenflammen (zu je fünf Kubikfuß gerechnet) nahe kommt.

Hinsichtlich des Preises muss ich nähere Angaben dem Erfinder (Wien, Fünfhaus, Tellgasse 12) überlassen. Wenn ich aber beispielsweise anführe, dass meine mehrfach erwähnte Noë'sche Säule vierzig Gulden gekostet hat, so geht schon daraus hervor, dass diese Thermosäulen nicht nur die wirksamsten, sondern auch die billigsten sind.

#### Nachschrift.

Nachdem der vorstehende Aufsatz bereits geschlossen war, habe ich mich durch wiederholte Versuche überzeugt, dass die neue Thermosäule, — bei entsprechender Einstellung und Regulirung der Feuerlinie — ohne Schaden eine stärkere Erhitzung verträgt, als diejenige war, bei welcher die in obiger Tabelle zusammengestellten mit den Combinationen I, II und IV erzielten Resultate gewonnen wurden. Ich erhielt auf diese Art beträchtlich höhere Werthe für die elektromotorische Kraft der Säule und zwar, *was sehr bemerkenswerth ist, ohne gleichzeitige Vergröfserung des Widerstandes*, wie nachstehende Tabelle zeigt. In derselben sind die Werthe für elektromotorische Kraft und Widerstand der Säulen-Combinationen beziehungsweise mit *E* und *U* und die auf ein Element entfallenden Durchschnittswerthe dieser Gröfse mit *e* und *u* bezeichnet und beziehen sich alle Zahlen auf die bereits angegebenen Einheiten.

Combination	Schließungs-Widerstand	Ablenkung	E	U	e	u
I	1,054 6,054	23° 0' 11° 48'	82,27	3,79	1,14	0,054
II	1,054 6,054	26° 48' 8° 18'	41,02	0,98	1,14	0,054
IV	1,054 3,054	21° 30' 8° 48'	20,40	0,24	1,13	0,053

Bei diesen Versuchen kam die durchschnittliche elektromotorische Kraft eines Elementes dem bei separater Heizung eines Elementes erreichbaren Werthe (1,3) noch näher und stellt sich sonach die Gesamtleistung der neuen Säule noch günstiger heraus, als im vorstehenden Aufsatze aus einer anderen Versuchsreihe gefolgt wurde.

---

### VIII. Ueber das Leidenfrost'sche Phänomen; von R. Colley, in Moscau.

---

Das Phänomen der Leidenfrost'schen Tropfen ist in letzterer Zeit nur selten der Gegenstand selbstständiger Untersuchungen gewesen. Das Interesse, welches es bei seiner ersten wissenschaftlichen Erforschung durch Leidenfrost und später wieder in Folge der Arbeiten von Boutigny und Anderen erregte, scheint nur ein vorübergehendes gewesen zu seyn. Es ist jedoch nicht zu leugnen, dass das Studium dieser Erscheinungen in mancher Hinsicht sehr belehrend ist. Es ist nämlich durch Versuche festgestellt worden, dass zwischen den Flüssigkeiten und den glühenden Metallen kein Contact stattfindet. Die Entfernung zwischen beiden kann selbst so groß seyn, dass sie dem blofsen Auge sichtbar wird. Was auch die Ursache dieser Erscheinung seyn mag, so ist wohl kaum zu bezweifeln, dass der Raum zwi-

schen Metall und Flüssigkeit mit dem Dampfe der letzteren, oder ihren gasförmigen Zersetzungsp producten, ausgefüllt ist. Wir haben es also bei diesen Versuchen mit einer Flüssigkeit zu thun, welche frei in einem gasförmigen Mittel suspendirt ist. Begreiflich kann dieselbe, unter diesen Umständen, in Bezug auf Erwärmung, Verdampfung, Sieden usw. ein sehr abweichendes Verhalten zeigen. Könnten wir die einzelnen Tropfen, in die sich ein herabfallender Flüssigkeitstrahl zersplittert, während ihres Fluges untersuchen, so wäre dies der einzige Fall, der, in dieser Hinsicht, mit dem Leidenfrost'schen Phänomen einige Analogie darbietet; denn obgleich Quecksilber z. B. ein Glasgefäß nicht benetzt, so ist wohl kaum anzunehmen, daß es dasselbe nicht berührte; jedermann weiß, daß sehr kleine Tropfen Quecksilber an einer Glaswand haften, was ohne Contact nicht möglich wäre.

Der Hauptgegenstand, dem ich in dieser Arbeit meine Aufmerksamkeit gewidmet habe, war die Temperatur der Flüssigkeiten, insbesondere des Wassers, im sphäroidalen Zustand<sup>1)</sup>. Diese Frage ist schon vielseitig untersucht worden; doch weichen die Angaben der verschiedenen Beobachter so sehr von einander ab, und es lassen sich, wie mir scheint, gegen einige der angewandten Methoden so gründliche Einwürfe machen, daß mir eine nochmalige, eingehendere Untersuchung des Gegenstandes von großer Wichtigkeit erschien.

Die Bestimmung dieser Temperatur, wie sie von den verschiedenen Physikern ausgeführt wurde, geschah auf zweierlei Art: entweder direct, oder indirect. Erstere Methode bestand wesentlich in einem blofsen Eintauchen der Kugel eines Thermometers in das Sphäroid. Laurent<sup>2)</sup>,

1) Ich verknüpfe mit dem Ausdruck »Sphäroidaler Zustand« keine besondere theoretische Ansicht. Es soll hier, wie im Folgenden, damit nur der Zustand bezeichnet werden, in dem sich Flüssigkeiten befinden, wenn sie auf eine glühende Metallfläche gegossen werden und die Form eines Sphäroids annehmen.

2) *Ann. de chim. et de phys. 2<sup>me</sup> Série, T. 62.*

der sie zuerst angewandt zu haben scheint, fand den Werth von  $99^{\circ}$  C. für die Temperatur des Wassers in einem rothglühenden Metalliegel. Boutigny<sup>1)</sup> fand auf gleiche Weise die Zahl  $96^{\circ},5$ . Er sieht dieselbe als absolut constant an. Kramer und Belli<sup>2)</sup> fanden eine Temperatur, welche vom Siedepunkte wenig verschieden war.

Um die Erhitzung des Stiels des Thermometers durch die glühenden Wände der Schale zu vermeiden, änderte Boutigny seinen Versuch dahin ab, dass er sich eine (kupferne) Schale von länglicher Form verschaffte, in welche das Thermometer in horizontaler Lage eingetaucht werden konnte, so dass es ganz mit Wasser bedeckt war. Es ist jedoch selbst bei solcher Form des Versuchs ein Fehlergrund nicht zu vermeiden. Das Wasser kann nämlich in dünnen Schichten keineswegs als ein absolut athermaner Körper angesehen werden, besonders für leuchtende Strahlen. Das Thermometer ist also, selbst unter Wasser, den Strahlen der glühenden Schale ausgesetzt.

Die ersten Versuche zur Bestimmung der Temperatur von Wassersphäroiden auf indirekte Weise röhren schon von Leidenfrost her. In seiner Broschüre<sup>3)</sup> beschreibt er folgendes Experiment: ein kleines Quecksilberkügelchen, von einem etwas gröfseren Wasserkügelchen umschlossen, befand sich in einem glühenden Eisenlöffel. Leidenfrost bemerkte, dass das Quecksilber nur dann zu verdampfen begann, als alles Wasser verdampft war, woraus er schloß, dass selbst in dieser Gluth die Temperatur des Wassers schwerlich den Siedepunkt desselben überschreiten könne.

De Luca<sup>4)</sup> versuchte aus dem Verhalten des Jod-Stärkekleisters in der Wärme Schlüsse über die genannte Temperatur zu ziehen.

1) *Etude sur les corps à l'état sphéroïdal.* Paris 1857, p. 10.

2) Siehe Boutigny l. c. p. 14.

3) *De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus* Duisburgi 1756, p. 54.

4) *Comptes Rendus* T. 51 p. 141, T. 53 p. 101, T. 55 p. 246.

Sudre<sup>1)</sup>), welcher mit dem Calorimeter von Favre und Silberman einige Versuche anstellte, fand die Temperatur constant, nämlich 97°,4 C. Die umfassendste Untersuchung über diesen Gegenstand ist von Baudrimont<sup>2)</sup>, welcher sich der calorimetrischen Mischungsmethode bediente. In ein Gläschen, welches eine abgewogene Menge (5 Gramm) Wasser enthielt, dessen Temperatur durch ein eingetauchtes Thermometer gegeben war, wurde ein Leidenfrost'scher Tropfen abgegossen. Durch ein nochmaliges Ablesen des Thermometers und eine zweite Wägung werden die Temperaturerhöhung und das Gewicht des zugegossenen Wassers bestimmt. Baudrimont berechnet die gesuchte Temperatur aus folgender Formel, deren theoretische Ableitung er nicht angiebt:

$$T = \frac{M}{m} t.$$

Wo  $M$  die Masse (Gewicht) des Gemisches,  $m$  die des zugegossenen Wassers,  $t$  die Temperaturerhöhung bedeuten. Die dem Glasgefäß und dem Thermometer abgetretene Wärme lässt er unberücksichtigt.

Vergleichen wir Baudrimont's Formel mit der gewöhnlichen calorimetrischen Formel, wie sie in Lehrbüchern der Physik angeführt wird. Lässt man, wie Baudrimont, den Wärmeverlust durch Gefäß usw. unberücksichtigt, so hat man:

$$p(T - \theta) = P(\theta - t).$$

Wo  $P$  das Gewicht des Wassers im Calorimeter,  $p$  das des zugegossenen Wassers,  $T$  die Temperatur des zugegossenen,  $t$  die des im Calorimeter befindlichen Wassers,  $\theta$  die Temperatur des Gemisches bedeuten.

Daraus folgt:

$$T = \frac{P}{p}(\theta - t) + \theta \quad (1)$$

Offenbar ist in Baudrimont's Formel

$$M = P + p, \quad m = p, \quad t = \theta - t, \quad T = T.$$

1) *Comptes Rendus* T. 51 p. 1092.

2) *Ann. de chim. et de phys.* 2<sup>me</sup> Série, T. 61.

und  
versu-  
nt<sup>2</sup>),  
ente.  
amm)  
chtes  
scher  
a des  
Tem-  
Was-  
Tem-  
itung

e des  
euten.  
etene

r ge-  
chern  
mont,  
gt, so

p das  
gegos-  
ers, θ

)

Also

$$T = \frac{M}{m} t = \frac{P + p}{p} (\theta - t).$$

Oder

$$T = \frac{P}{p} (\theta - t) + \theta - t$$

Formel, welche von der oben angeführten Formel (1) durch den sehr bedeutenden Werth von  $t$  abweicht.

Die Versuche von Baudrimont sind also nach einer falschen Formel berechnet worden; es muß uns daher nicht wundern, daß die von ihm gefundenen Zahlenwerthe so sehr von denen anderer Physiker verschieden sind, nämlich so bedeutend kleiner ( $36^{\circ}$  bis  $50^{\circ}$  C.) Es ist auch leicht einzusehen, daß die Vernachlässigung des Wärmeverlustes durch das Calorimeter und Thermometer einen Fehler in derselben Richtung verursacht. Baudrimont sagt zwar, daß bei möglichst rascher Manipulation des Versuchs dieser Fehler, wegen der geringen Leistungsfähigkeit des Glases, sehr klein ausfalle, doch muß jedenfalls das Quecksilber des Thermometers die Temperatur des umgebenden Wassers annehmen, und seine Masse, so klein das Thermometer auch seyn mag, ist nicht ohne bedeutenden Fehler gegen die Masse von 2 Grammen Wasser zu vernachlässigen.

Die von Baudrimont angewandte Methode schien mir jedoch die einzige zu seyn, welche zu genauen Resultaten führen könnte, da sie keine Fehlerquellen enthält, welche nicht durch zweckmäßige Einrichtung der Apparate und sorgfältiges Arbeiten beseitigt werden könnten. In den von mir angestellten Versuchen habe ich mich stets dieser Methode bedient.

Bei der Einrichtung meiner Apparate habe ich hauptsächlich danach getrachtet, daß die Masse des Calorimeters, Thermometers usw. möglichst gering sey im Vergleich mit der Masse des im Calorimeter enthaltenen Wassers, damit die bei der Bestimmung ihrer sog. Wasserwerthe begangenen Fehler nur wenig Einfluß auf das Endresultat hätten.

Als Calorimeter diente ein Gefäß von dünnem Silberblech, von etwa 80 C. C. Capacität. Es war auswendig polirt und stand, von Holzstiften getragen, in einem zweiten, inwendig polirten Gefäß von Messing. Da es metallisch, sehr dünn, und nach dem Eingießen des Sphäroids mit Wasser beinahe ganz gefüllt war, so setzte ich voraus, seine ganze Masse nehme die Temperatur des enthaltenen Wassers an. Multiplicirt man das Gewicht des Gefäßes 15<sup>gr</sup>,8984 mit der Wärmecapacität des Silbers (0,0557 zwischen 0° und 100°), so erhält man die Zahl 0,8855 für den Wasserwerth des Calorimeters.

Zum Umrühren des Wassers diente eine kleine Glasschaufel, deren breiter Theil senkrecht zu dem Stiele gerichtet war; sie wog nur 0<sup>gr</sup>,6315, der unter Wasser befindliche Theil (berechnet) 0<sup>gr</sup>,4032; sein Wasserwerth war also 0,0714, wenn man 0,177 als Wärmecapacität des Glases annimmt.

Auf die Construction eines zweckmässigen Thermometers habe ich alle mögliche Sorgfalt verwendet, da von seiner Einrichtung der Erfolg der Versuche wesentlich abhing. Es bestand aus einer Röhre von nur 1<sup>mm</sup>,70 äußerem Durchmesser mit einem verhältnismässig grossen, kugelförmigen Gefäß. Wegen seiner außerordentlichen Zerbrechlichkeit war es unmöglich eine Scale darauf zu ätzen. Es wurde mittelst eines Kathetometers beobachtet. Beide Instrumente waren ein für allemal fest aufgestellt; das Thermometer mittels Kork in einen Ring gesteckt, welcher durch eine Metallschiene an eine steinerne Mauer befestigt war. Ich graduierte es selbst nach einem Normalthermometer von Fastré in Paris (No. 356), dessen Null- und Siedepunkt ich unmittelbar vor der Graduation verificirte. Die Länge eines Centesimalgrades an meinem Thermometer betrug ungefähr 1<sup>mm</sup>,5. Der Wasserwerth des Thermometers konnte genau berechnet werden. Bei der Construction desselben, als ihm Kugel und Trichter angeblasen waren, wurde es gewogen; nach dem Schließen wurde das Gewicht des ab-

genommenen Glases bestimmt; daraus kounte man unmittelbar auf das Gewicht des Glases im Thermometer schliesen. Das ganze Instrument wog 2<sup>er</sup>,3785, das Glas 0<sup>er</sup>,4861, das Quecksilber also 1<sup>er</sup>,8924. Unter der Voraussetzung, dafs alles Quecksilber die Temperatur des umgebenden Wassers annehme, war der Wasserwerth desselben 0,0549 (Wärme-capacität des Quecksilbers 0,029 zwischen 15° und 20° nach Regnault); der Wasserwerth des im Wasser befindlichen Theils des Glases (berechnet) 0,0221. Man sieht also, dafs die Summe der Wasserwerthe des Calorimeters, Thermometers und der Glasschaufel 1<sup>er</sup>,0339 betrug. Da das Calorimeter durchschnittlich 50 bis 60 Gramme Wasser enthielt, so war sie kaum  $\frac{1}{50}$  der ganzen Wassermasse.

Der Leidenfrost'sche Tropfen selbst wurde in einer ziemlich massiven (173 Grm. wiegenden) Schale von chemisch reinem Silber erzeugt, welche je nach der gewünschten Temperatur mittels eines Aeolipils oder einer Weingeistlampe erhitzt wurde. Um die Temperatur, bis zu welcher die Schale gebracht worden war, zu ermitteln, wurde sie sogleich nach dem Abgießen des Sphäroids in ein zweites, mit einer bestimmten Menge Wasser gefülltes, und mit einem Thermometer versehenes Calorimeter geworfen. Die Temperatur wurde nach der Formel

$$T = \frac{P + A}{pc} (\theta - t) + \theta$$

berechnet, wo  $A$  die Summe der Wasserwerthe des Calorimeters, Thermometers usw.,  $p$  und  $c$  das Gewicht und die Wärme-capacität der silbernen Schale sind, die übrigen Buchstaben aber dieselbe Bedeutung haben wie in der Formel (1).

Es muss hier erwähnt werden, dafs diese Bestimmung der Temperatur der Schale nur als annähernd angesehen werden kann: erstens, weil der Werth von  $c$  (specifische Wärme des Silbers) mit der Temperatur wechselt und die von Dulong und Petit gefundene Zahl 0,0611 nur zwischen den Gränzen 0° und 300° Gültigkeit hat; zweitens

ist beim Eintauchen der Schale in Wasser ein geringes Aufzischen, von Dampfbildung begleitet, nicht zu verhüten, besonders wenn die Schale stark glühend ist.

Das Erwärmen der Schale geschah auf einem besonderen Tisch in einiger Entfernung von den Calorimetern. Zur Erzeugung von Sphäroiden von nahezu constanter Größe wandte ich ein kleines Glasgefäß an, das an einem Stiele befestigt war, und mit welchem ich eine ziemlich constante Quantität Wasser schöpfen konnte. Ich operirte stets mit etwas erwärmtem destillirtem Wasser.

Die Waage, die ich besaß, war ein ausgezeichnetes Instrument vom Mechaniker R. Imme in Berlin.

Die Anstellung des Versuchs geschah auf folgende Weise: In das Silbercalorimeter wurde eine passende Menge destillirten Wassers eingegossen und das Calorimeter nebst Glasschaufel, von einem Silberdeckel bedeckt, gewogen. Letzterer war, wie mir die Erfahrung zeigte, unentbehrlich, um die Verdampfung des Wassers zu verhüten, welche, ohne den Deckel, selbst während der Wägung bemerkbar wurde. Das Calorimeter wurde nun auf seinen Platz gestellt, was ohne Abnahme des Deckels geschen konne, da in demselben für das Thermometer und die Glasschaufel Einschnitte gemacht waren. Nach Umrühren des Wassers wurde seine Temperatur beobachtet. Nun wurde der Deckel abgenommen und der unterdess erzeugte Leidenfrost'sche Tropfen in das Calorimeter abgegossen, das Wasser nochmals rasch umgerührt und seine Temperatur beobachtet. Eine zweite Wägung, mit aufgesetztem Deckel, ergab das Gewicht des zugegossenen Wasers. Zur Bestimmung der Temperatur der Silberschale war selbstverständlich ebenfalls ein zweimaliges Ablesen der entsprechenden Temperatur nöthig. Das Sphäroid wurde stets vor dem Abgießen einige Zeit in der erhitzten Schale gelassen, damit es die unter gegebenen Umständen ihm zukommende Temperatur annehme.

Die gesuchte Temperatur wurde nach der Formel

$$T = \frac{P + A}{p} (\theta - t) + \theta \quad (2)$$

berechnet, die sich von der Formel (1) nur durch die Berücksichtigung des Werthes  $A$  unterscheidet, worunter die Summe der Wasserwerthe des Calorimeters, Thermometers und der Glasschaufel (1<sup>er</sup>,0339, wie oben erwähnt) zu verstehen ist.

Den Wärmeverlust durch Strahlung usw. während des Experiments habe ich vernachlässigen zu können geglaubt, denn erstens war die Masse meiner Instrumente sehr gering, so dass sie beinahe augenblicklich die Temperatur des Gemisches annahmen, zweitens war die Temperaturerhöhung meistens sehr klein. Nur bei den Versuchen, die in der nachfolgenden Tabelle unter den Lettern  $Q$ ,  $R$ ,  $S$  und  $T$  angeführt sind, glaubte ich, wegen der bedeutenden Temperaturerhöhung, eine Correction anbringen zu müssen.

Einer letzten Vorsichtsmaafsregel muss hier noch Erwähnung geschehen. Da nämlich das Thermometer nicht mit den übrigen Instrumenten gewogen wurde, so blieb, nach Wegnahme des Calorimeters für die zweite Wägung, an dem Thermometer immer ein Tropfen Wasser hängen. Der dadurch begangene Fehler würde auf das Gewicht des Sphäroids fallen; und da letzteres klein war, so konnte er nicht vernachlässigt werden. Zur Verminderung dieses Fehlers wurde das Thermometer vor Beginn des Versuchs durch Eintauchen in Wasser benetzt, so dass es vor und nach dem Versuch in demselben Zustand sich befand.

Die folgende Tabelle ist eine Zusammenstellung der von mir gewonnenen Resultate.

	I. Tempera- tur der Schale	II. Wasser- werth des Calorimeters nebst Inhalt <b>P+A</b>	III. Gewicht des Sphäroids <b>p</b>	IV. Tempera- turerhö- hung <b>θ-t</b>	V. Tempera- tur des Gemisches <b>θ</b>	VI. Gesuchte Tempera- tur des Sphäroids <b>T</b>
<b>A</b>	743,3	53,3770	4,8236	° 6,700	° 18,397	° 92,54
<b>B</b>	684,0	51,8196	5,0516	7,156	19,920	93,83
<b>C</b>	779,7	56,3673	5,1963	7,022	18,482	94,65
<b>D</b>	712,1	54,3386	5,6340	7,780	19,212	94,25
<b>E</b>	761,8	56,5291	6,1524	8,202	18,952	94,31
<b>F</b>	632,5	62,6441	8,3125	9,929	21,656	96,48
<b>G</b>	241,9	53,5681	5,2075	7,138	18,333	91,76
<b>H</b>	316,9	55,8136	5,4320	7,126	18,528	91,75
<b>J</b>	302,3	* 54,3671	5,8270	7,693	19,877	91,65
<b>K</b>	261,3	51,6171	5,8505	8,216	18,072	90,56
<b>L</b>	237,3	52,8441	6,4500	8,835	19,734	92,17
<b>M</b>	291,2	57,2461	8,3020	10,388	24,882	96,51
<b>N</b>	295,5	55,0241	9,9160	12,835	26,974	98,20
<b>O</b>	304,7	54,7644	12,2772	15,603	28,794	98,39
<b>P</b>	245,2	55,3178	12,7583	15,976	29,913	99,19
<b>Q</b>	302,3	57,0641	15,7345	18,234	34,218	100,34
<b>R</b>	281,3	55,4856	16,5980	19,733	33,919	99,88
<b>S</b>	326,6	52,8290	21,3386	24,736	38,092	99,33
<b>T</b>	297,6	52,5200	23,6371	26,585	40,742	99,81

*Bemerkung 1.* Die dritten Decimalstellen in den Columnen IV und V haben nur relativen Werth. Sie stammen von der Umrechnung des Linearmaafses des Kathetometers in Centesimalgrade her.

*Bemerkung 2.* Bei Anstellung der Versuche Q und R stand das Barometer auf 578<sup>m m</sup>,3; bei den Versuchen S und T auf 754<sup>m m</sup>,5.

Um mir über die Grösse der begangenen Fehler einigermaßen Rechenschaft zu geben, habe ich folgende vier Ver-

suche angestellt, die sich von vorhergehenden nur dadurch unterscheiden, dass statt des Sphäroids in das Calorimeter eine gewisse Quantität Wasser von *bekannter* Temperatur gegossen wurde, und nun die berechnete Temperatur mit der direct gemessenen verglichen wurde. Zur Bestimmung dieser Temperatur diente dasselbe Normalthermometer, nach welchem das im Calorimeter befindliche graduirt worden war.

	$P+A$	$p$	$\theta - t$	$\theta$	$T$ (berech- net)	$T$ (direct gemessen)	Differenz
a	48,4907	17,5804	11,102	26,265	56,89	57,40	+ 0,51
b	53,6832	17,6109	10,948	26,137	59,51	60,12	+ 0,61
c	55,8108	19,4683	15,097	29,152	72,43	72,18	- 0,25
d	53,9518	12,2663	12,143	26,945	80,35	80,73	+ 0,38

Diese Versuche müssen jedoch als unter besonders günstigen Umständen angestellt angesehen werden. Bei den oben angeführten werden die Fehler wohl etwas grösser ausfallen, besonders bei den letzten, wo die Temperatur  $Q$  des Gemisches so bedeutend höher als die der Umgebung war. Es ist auch sehr wahrscheinlich, dass der Stand des Barometers nicht ohne Einfluss auf die Temperatur der Flüssigkeiten in sphäroidalem Zustand ist, und dass einige der Abweichungen, die man Beobachtungsfehlern zuschreiben könnte, von dieser Ursache bedingt sind. Leider war in mein Barometer eine Luftblase eingedrungen, so dass ich, zur Zeit als ich diese Versuche anstellte, kein Instrument besaß, auf welches ich mich hätte verlassen können. Die in Bem. 2 angeführten Angaben sind den Tabellen des hiesigen Meteorologischen Observatoriums entnommen.

Aus meinen Versuchen geht zuallererst hervor, dass die Temperatur des Wassers im sphäroidalen Zustand nicht constant ist. Die Temperaturunterschiede liegen weit außerhalb der möglichen Fehlergränzen; außerdem herrscht unter ihnen eine gewisse Gesetzmässigkeit, welche jeden Gedanken an zufällige Abweichungen ausschliesst.

Aus einigen vorläufigen Versuchen, die hier nicht näher beschrieben zu seyn brauchen, habe ich mit einiger Wahrscheinlichkeit schließen können, dass die erwähnte Temperatur wesentlich durch zwei Ursachen bedingt sey: nämlich die Temperatur der Schale und die Grösse des Sphäroids. Die in der oben angeführten Tabelle enthaltenen Versuche sind so angestellt worden, dass der Einfluss der einen Ursache möglichst eliminiert war, und nur die andere einwirken konnte. Um die Abhängigkeit der Temperatur des Sphäroids von der der Schale zu ersehen, müssen wir uns an die Versuchsreihen A bis E und G bis L wenden. Obgleich die Masse oder das Gewicht des Sphäroids (in der Tabelle unter  $p$  angeführt), bei diesen Versuchen nicht vollkommen constant war, so kann man doch aus beiden Reihen Versuche paarweise auswählen, wo der Gewichtsunterschied nur wenige Decigramme beträgt. Man sieht, dass die Temperaturen der Reihe A bis E sämmtlich um  $1\frac{1}{2}$  bis 2 Grad höher sind, als die entsprechenden der Reihe G bis L. Die Schale war bei der Versuchsreihe A bis E, wie man aus Colonne I sieht, bis zum Rothglühen erhitzt, während sie bei der Reihe G bis L eine Temperatur von nur etwa  $250^{\circ}$  bis  $300^{\circ}$  hatte. Die Temperatur des Sphäroids wächst also mit der Temperatur der Schale. Doch sieht man, dass der Einfluss dieser Ursache verhältnismässig gering ist. Nur durch sorgfältiges Eliminiren aller anderen einwirkenden Umstände kann er zu Tage gebracht werden. Es scheint sogar, dass bei Vergrößerung der Masse des Sphäroids, dieser Einfluss ganz verschwindet, wie man es aus dem Vergleich der Versuche F und M schließen könnte; doch ist es auch möglich, dass dieses Resultat nur Beobachtungsfehlern zuzuschreiben ist. Jedenfalls wäre es voreilig aus nur zwei Versuchen darüber Schlüsse zu ziehen.

Einen entscheidenden Einfluss auf die Temperatur des Sphäroids übt die Grösse desselben aus. Dieser Umstand ist schon *a priori* leicht einzusehen. Bei Vergrößerung des Volums eines Körpers wächst nämlich seine Oberfläche durchaus nicht in demselben Verhältnis, wenn der Körper

einigermaßen sich selbst ähnlich bleibt. Nimmt man nun an, was beinahe keinem Zweifel unterliegt, die Temperatur des Sphäroids werde bedingt durch das Gleichgewicht, welches sich zwischen der, durch die Schale an das Sphäroid abgetretenen, und der, bei der Verdampfung desselben latent gemachten Wärme, einstellt; bedenkt man überdies, dass die Schnelligkeit der Verdampfung der verdampfenden Fläche proportional ist, so ist leicht zu begreifen, dass ein grösseres Sphäroid verhältnismässig langsamer verdampft und folglich wärmer seyn muss, als ein kleineres. Außer dieser mathematischen Ursache wirkt hier wahrscheinlich eine andere, rein physikalische, ein: der an der unteren Fläche des Sphäroids sich bildende Dampf kann bei einem kleineren Sphäroid leichter entweichen, als bei einem grösseren. Das kleine Volum des Tropfens begünstigt also die Verdampfung.

Aus der Versuchsreihe *G* bis *T* tritt dieses Resultat am entscheidendsten hervor. Die Temperatur der Schale wechselte nur wenig, man sieht aber, dass die Temperatur des Sphäroids mit seinem Volum bedeutend zunahm.

Der geringe Einfluss, den die Temperatur der Schale auf die des Sphäroids ausübt, könnte vielleicht zum Theil aus demselben Grunde erklärt werden. Bei mässigem Erwärmen der Schale erscheint nämlich das Sphäroid als ein ruhig liegender, krystallheller Tropfen, während es bei steigendem Erhitzen in die heftigste Bewegung gerath, indem es nicht nur die bekannte sternförmige Gestalt annimmt, sondern auch kleinere Kugelchen ausstößt, welche sich sogleich wieder mit der Hauptmasse der Flüssigkeit vereinigen. Diese Erscheinung hat jedenfalls eine Vergrößerung der verdampfenden Oberfläche zufolge, wodurch der durch stärkeres Erhitzen der Schale gesteigerte Wärmezufluss bis zu einem gewissen Grade compensirt wird.

Ein zweites, nicht minder wichtiges, Resultat ergiebt sich aus der Versuchsreihe *G* — *T*. Die allgemein angenommene Ansicht, die Temperatur der Flüssigkeiten in sphäroidalem Zustand liege stets unter ihrem Siedepunkte, ist gänzlich

unhaltbar. Bei den Versuchen *Q*, *R*, *S* und *T*, wo das Gewicht des Sphäroids 16 bis 23 Grammen betrug, erreichte diese Temperatur den Siedepunkt. Die Abweichungen liegen innerhalb der Fehlergränzen. Man könnte fragen, was eintreten werde, wenn man die Masse des Sphäroids noch mehr vergrößere. Wird die Temperatur beim Siedepunkt verbleiben, oder wird das Sphäroid in den Zustand der sogenannten Ueberhitzung übergehen, wie es z. B. bei Wassertropfen, die in einer ölichen Flüssigkeit von demselben specifischen Gewicht suspendirt sind, der Fall seyn kann? Schon die Betrachtung der Versuche *Q*, *R*, *S* und *T* macht die letztere Hypothese höchst unwahrscheinlich. Bei einer Vergrößerung der Masse des Sphäroids von 15<sup>er</sup>,7 bis auf 23<sup>er</sup>,6, also etwa um die Hälfte, blieb die Temperatur constant. Es war mir leider unmöglich Versuche mit noch größeren Leidenfrost'schen Tropfen anzustellen, da meine Apparate für so große Wassermassen nicht eingerichtet waren. Doch glaube ich durch folgendes Experiment diese Frage, obwohl auf indirecte Weise, genügend gelöst zu haben: In ein Sphäroid, dessen Gewicht ich 30 bis 40 Gramme schätzte, und welches durch Zusatz einer geringen Menge eines Salzes (Chlorkalium) leitend gemacht war, wurden die Platinelektroden einer Bunsen'schen Kette von 10 Elementen eingetaucht. Eine reichliche Dampfbildung fand an den Elektroden statt, indem die sich ausscheidenden Gasbläschen die Keime von größeren Dampfblasen wurden. Dieselbe Erscheinung, und mit derselben Stärke, trat auch ein, als ich die Elektroden in die nämliche Salzlösung brachte, welche in einem Silberschälchen zum Sieden erhitzt war, oder bei welcher das Sieden, durch Auslöschen des Feuers, auf einige Momente unterbrochen war. Ich konnte jedoch nicht bemerken, daß beim Eintauchen der Elektroden in das Sphäroid die Dampfbildung in den ersten Augenblicken reichlicher gewesen sey, als später. Keine Spur von einer Explosion, welche eintreten soll, wenn man die Pole einer Kette in eine überhitzte

Flüssigkeit bringt, war zu bemerken. Daraus folgerte ich, dass das Sphäroid nicht überhitzt gewesen seyn konnte.

Weder bei den Versuchen *Q*, *R*, *S* und *T*, noch bei Anwendung von noch grösseren Wassermassen, habe ich je eine Bildung von Dampfblasen in dem Innern des Sphäroids bemerken können. Eine wallende Bewegung findet zwar statt, doch ist sie lediglich auf die Oberfläche beschränkt und kann durchaus nicht mit einem Sieden verwechselt werden. Der Vergleich dieser Erscheinung mit der, welche beim Eintauchen der Elektroden in das Sphäroid eintritt, lässt keinen Zweifel darüber zu. Da nun aber schon bei einer Wassermasse von 16 Grm. die Temperatur des Sphäroids den Siedepunkt erreicht, und da bei Umständen, welche eine Temperaturerhöhung zur Folge haben (Vergrösserung der Wassermasse), keine Ueberhitzung eintritt, so muss hier eine Art Sieden stattfinden, für welche wir in der Physik bis jetzt keine Analogie besitzen, nämlich ein Sieden ohne Bildung von Dampfblasen, ein Sieden durch die Oberfläche. Dem Aeuferen nach unterscheidet sich diese Art Sieden durch Nichts von der gewöhnlichen Verdunstung. Doch ist auch hier der Siedepunkt ein charakteristisches Merkmal für die Flüssigkeit. Auf welche Weise die Dampfbildung auch vor sich gehe, giebt es doch immer einen Punkt, wo eine Vergrösserung des Wärmezufusses (oder Verringerung des Wärmeverlustes) keine Temperaturerhöhung mehr hervorbringt, sondern nur reichlichere Dampfbildung. Dies ist die wahre Definition des Siedepunktes; denn das, was wir Sieden nennen, nämlich das Aufsteigen von Dampfblasen durch die Flüssigkeit, ist, wie man sieht, durchaus unwesentlich und für den Siedepunkt am wenigsten charakteristisch.

So interessant diese Erscheinung auch ist, so bietet sie doch nichts unerwartetes dar. Die Versuche von *Grove*, *Donny*, *Dufour* und Anderen haben es sehr wahrscheinlich gemacht, dass Dampfbildung nur an der Trennschicht zwischen Flüssigkeit und Gas eintreten könne, und dass der Keim von jeder Dampfblase immer eine Gasblase

ist. Letztere entwickelen sich aber hauptsächlich an der Oberfläche der von der Flüssigkeit benetzten festen Körper. Da ich nun aber bei meinen Versuchen stets frisch ausgekochtes und bei einer Temperatur von 70° bis 80° erhaltenes, also nahezu luftfreies Wasser gebrauchte, und da, wie oben erwähnt, der Leidenfrost'sche Tropfen als eine Flüssigkeitsmasse angesehen werden muss, welche frei in einem gasförmigen Mittel schwebt, mit keinem festen Körper in Berührung stehend, so ist keine der Bedingungen erfüllt, welche die Entstehung von Dampfblasen veranlassen könnten. Die Flüssigkeit kann also nur durch ihre Oberfläche verdampfen.

Die folgenden zwei Versuche kommen noch zur Stütze dieser Ansicht. Ein kleiner Leidenfrost'scher Tropfen wurde auf einer Art metallischen Trommel erzeugt, deren obere, silberne Fläche mit feinen Löchern versehen war. Durch diese Löcher liefs ich Leuchtgas ausströmen, welches angezündet wurde, so dass das Sphäroid sich mitten in der Flamme befand. Auf ein anderes Sphäroid, welches in einer gewöhnlichen glühenden Schale erzeugt wurde, richtete ich mittelst eines Löthrohrs die Flamme einer Weingeistlampe. In keinem dieser beiden Fälle war irgend ein Kochen in dem Sphäroid zu bemerken; es erschien als ein krallenheller Tropfen; nur hin und wieder zeigten sich leichte Wellen auf seiner Oberfläche. Es ist jedoch kaum anzunehmen, dass das Wasser unter diesen Umständen nicht die höchste Temperatur hatte, welche es überhaupt bei gegebenem Druck haben kann.

Zum Schluss sey es mir erlaubt noch folgende Bemerkung hinzuzufügen. Nach der Ansicht von Buff<sup>1)</sup> soll zwischen dem Sphäroid und der Schale keine gänzliche Contactunterbrechung stattfinden, was durch das theilweise Durchgehen von starken Strömen aus dem Sphäroid in die Schale bewiesen werde. In einer späteren Abhandlung<sup>2)</sup> gibt er jedoch zu, dass dies durch die dazwischenliegende,

1) Ann. der Chemie und Pharm. Bd. 77.

2) *Philosophical Magazine*, 4 Ser., X, p. 350.

durch starkes Glühen leitend gemachte Dampfschicht vermittelt werden könne. Ich glaube nicht, dass Jemand, der den von Boutigny<sup>1)</sup> und Tyndall<sup>2)</sup> beschriebenen Versuch über den sichtbaren Abstand des Sphäroids von der erhitzten Fläche je wiederholt hat, einen Augenblick Zweifel hegen könne, dass hier kein Contact stattfindet.

Ich habe versucht diesen Abstand mittelst eines Kathetometers zu messen. Eine ebengeschliffene Platinscheibe wurde möglichst horizontal aufgestellt und auf ihr ein Leidenfrost'scher Tropfen erzeugt. Zum Festhalten des Tropfens diente ein, an einem besonderen Stativ befestigter Drahtring, der von dem Wasser benetzt wurde. Diese Vorrichtung wurde durch das Kathetometer beobachtet, indem eine Kerze hinter dieselbe gestellt wurde. War der Tropfen nicht zu groß (etwa 1 bis  $1\frac{1}{2}$  Gramm schwer), und die Scheibe bis zum anfangenden Glühen erhitzt, so erschien das Sphäroid, durch das Fernrohr des Kathetometers betrachtet, als ein völlig bewegungsloser Tropfen, der von der Scheibe durch eine vollkommen continuirliche, glänzende Lichtlinie getrennt war. Wegen des Phänomens der sog. Irradiation habe ich die Breite dieser Linie nicht ganz genau messen können; ich veranschlage sie (unter den soeben erwähnten Versuchsbedingungen) auf etwa 0,15 bis 0,25 mm. Gegen die Ränder des Sphäroids nahm sie rasch zu.

Löscht man das Feuer unter der Scheibe aus, so sieht man die Lichtlinie allmählich schmäler werden, bis sie endlich völlig verschwindet; einige Momente darauf hört man das charakteristische Zischen, welches beim Leidenfrost'schen Versuch dem Benetzen und Aufkochen der Flüssigkeit stets vorangeht. Wäre die Scheibe vollkommen eben und fiele ihre Ebene mit der optischen Axe des Fernrohrs genau zusammen, so würden aller Wahrscheinlichkeit nach die beiden Erscheinungen zu gleicher Zeit wahrgenommen werden. Aus diesen Versuchen folgt, dass wenigstens bei hinreichender Erwärmung der Metallfläche, das Sphäroid

1) L. c. S. 35.

2) *Philosophical Magazine*, 4 Sér., X, p. 353.

stets in einer messbaren Entfernung von derselben sich befindet, und foglich nicht in Contact mit ihr steht. Unsere Anschauung des Leidenfrost'schen Tropfens, als einer in einem gasförmigen Mittel frei schwebenden Flüssigkeit, ist also völlig gerechtfertigt.

Moskau, März 1871.

#### *IX. Experimenteller Nachweis für den Luftgehalt im Wasser; von A. Anderssohn.*

Luft ist im Wasser aufgelöst d. h. es lagern, zwischen seinen kleinsten Theilchen, in unsichtbaren Zwischenräumen Luftbläschen.

Durch Wärme oder mit Hülfe der Luftpumpe kann diese Luft aus dem Wasser ausgetrieben und so ihre Anwesenheit im Wasser nachgewiesen werden.

Doch auch auf einem anderen Wege kann man die aufgelöste Luft im Wasser zu Erscheinung bringen, nämlich in den oberen Theilen eines Wasserleitungsrohres, das in grössere Tiefe hinunterführt als die Saughöhe beträgt.

Mit dem Boden eines flachen Wasser-Reservoirs werden horizontal gelegte Glasröhren verbunden, die am Ende in ein Fallrohr von gleicher Lichtweite und von mehr als 10 Meter Tiefe münden.

Unterhalb des Reservoirs wird in die Glasröhre ein Durchlaufhahn eingeschaltet und hinter diesem Hahn mit dem Rohr ein Quecksilber-Manometer verbunden.

Obwohl nun das Wasser im Reservoir ganz klar und ohne jede sichtbare Luftperle ist, so werden desungeachtet nach theilweisem Oeffnen des Hahnes gleich hinter demselben unzählige kleine Luftperlen zur Erscheinung kommen.

Bei gänzlicher Oeffnung des Hahnes füllt sich allerdings zuerst sowohl das horizontale, als das vertikale Rohr voll Wasser und der hydrodynamische Druck zeigt dann »Plus-Atmosphärische Belastung« an; sowie aber nachher der Zulauf

aus dem Reservoir, durch allmäßiges Zudrehen des Hahnes, vermindert wird, zeigt der Druckmesser »Minus-Druck«, allmäßlich abnehmend von 1 bis 17", in der horizontalen Glasröhre und es treten dann, bei — 18 pariser Zoll Quecksilbersäule, eine Anzahl kleiner luftverdünnter Blasen aus der Hahnöffnung, die an Zahl und Umfang immermehr zunehmen, je sparsamer der Wasserzulauf aus dem Reservoir, im Verhältnis zum Abfluss durch das Abfallrohr, eingerichtet wird.

Auf diese Weise kann man, bei äußerst geringem Zutritt von neuem Wasser in die Glasröhre, eine Luftverdünnung von 26" bis 27" Quecksilbersäule, ja selbst, bei tieferen Röhren und gänzlicher Absperrung des Zuflusses, den jeweiligen Barometerstand erreichen. Während des fortwährenden langsamen Abströmens des neu zutretenden Wassers aber nehmen grosse, gleichmäßig im Wasser vertheilte, Blasen den Weg durch die Röhre, um weiter abwärts wieder zu verschwinden. Die Grösse dieser Blasen wächst mit der hergestellten Luftverdünnung. Ihrem Ansehen nach sind sie gewöhnlichen Blasen, die mit Luft von Atmosphärendruck gefüllt sind, so ähnlich, dass man sie für solche halten könnte, wenn das Manometer nicht Minusdruck anzeigen. Andrerseits sind diese Blasen aber auch nicht luftleer zu nennen. Davon kann man sich leicht überzeugen, denn die in dem horizontalen Glasrohr sich fortbewegenden Blasen würden, sobald sie vollkommen luftleer wären, auch sofort durch Druck auf ihre frühere Unsichtbarkeit zurückgeführt werden können. Um die Probe zu bewerkstelligen, bringt man am Ende der horizontalen Glasröhre, kurz vor der Abfallröhre, einen Absperr-Hahn an, der während des Durchlaufs plötzlich zu schliesen ist. Die luftleeren Räume müfsten, wenn es solche wären, durch diese plötzliche Stauung sofort ganz verschwinden; dies geschieht aber nicht, sondern die Blasen werden zwar plötzlich alle viel kleiner bleiben aber sichtbar. Es tritt aus dem Reservoir neues, zu dem luftverdünnten Wasser in das Glasrohr dazu, dies drückt zwar die vielen luftverdün-

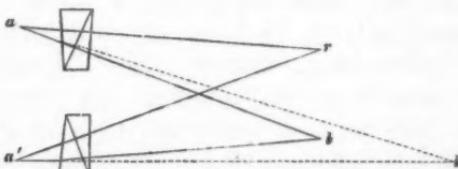
ten Blasen zusammen, lässt sie aber nicht ganz verschwinden, da das zugeführte Wasser bereits seinen Theil Luftgehalt mit sich führt und folglich die an einzelnen Stellen ange- sammelte Luft nicht absorbiren kann.

---

**X. Eine durch Dispersion hervorgebrachte stereoskopische Erscheinung;**  
**von F. Kohlrausch.**

---

**B**etrachtet man (siehe untenstehende Figur) einen rothen Punkt  $r$  und einen daneben liegenden blauen Punkt  $b$  mit



beiden Augen  $aa$  durch zwei Combinationen von Crown- und Flintglasprismen, welche eine mässige Dispersion aber keine Ablenkung geben, so erscheint der blaue Punkt dem Auge näher, wenn die brechenden Kanten der Flintglasprismen nach innen (gegen einander) gewandt sind. In der umgekehrten Stellung erscheint der rothe Punkt näher. Der letztere Fall ist in der Zeichnung dargestellt, zu welcher eine Erklärung der Sache hinzuzufügen wohl überflüssig ist. Es ist hier angenommen, dass die rothen Strahlen ohne Ablenkung durch die Prismen hindurchgehen; indessen thut dies nichts zur Sache, wie überhaupt die Ablenkung nur im Interesse des bequemeren Accommodirens aufgehoben wird.

Die Grösse dieses stereoskopischen Effectes lässt sich unter bestimmten Annahmen leicht berechnen. Eine geeig-

nete Größe der brechenden Winkel ist etwa  $20^\circ$  für die Crown-, und  $17^\circ$  für die Flintprismen. Werden die Brechungsverhältnisse, etwa den Fraunhofer'schen Linien C und F entsprechend, angenommen

für roth Crown	1,5268	Flint	1,6020
» blau »	1,5360	»	1,6200,

so beträgt der Unterschied  $\delta$  der Ablenkung für die rothen und blauen Strahlen in einem Prismenpaare  $7'$ . Ist  $2l$  der Abstand der Augen von einander,  $L$  ihr Abstand von den leuchtenden Puncten, so ist für ein kleines  $\delta$  der »stereoskopische Effect«, d. h. die scheinbare gegenseitige Verschiebung der Puncte in der Sehrichtung, gegeben durch  $d = \frac{L^2}{l} \sin \alpha$ . Setzen wir den Augenabstand gleich 6 Cm., so beträgt also für  $\frac{1}{2}$  Meter Bildabstand die Verschiebung etwa  $1\frac{2}{3}$  Cm., auf 1 Meter gegen 7 Cm.

Die Anwendung der Prismen auf geeignet colorirte Bilder ist überraschend. Freilich besitzt man wohl keine Pigmente, deren Farbe soweit wie C und F auseinander liegt, und noch weniger solche von homogenem Lichte. Die Verschiebung wird also nicht ganz so groß seyn und ist von farbigen Säumen begleitet, die übrigens viel weniger stören, als man erwarten sollte, vorzüglich wenn man einen weissen Hintergrund vermeidet. Die roth und blauen Felder eines Schachbrettmusters treten deutlich stereoskopisch auseinander, die rothen Blumenblätter oder gelben Staubfäden einer Blume liegen über dem grünen Kelch, wenn die brechenden Kanten der Flintprismen nach innen gerichtet sind; die Umkehrung der Prismen ruft einen nicht weniger auffälligen unnatürlichen körperlichen Eindruck hervor. Dafs eine streng stereoskopische Erscheinung vorliegt, beweist die bei alternirendem Oeffnen der Augen auftretende Parallaxe, die scheinbare Verkleinerung des näheren Bildes und die scheinbare gegenseitige Bewegung bei seitlicher Verschiebung der Augen. Schlagend ist auch das Betrachten einer Reihe von gleich dicken Stückfarben, die man dicht neben einander gelegt hat, wobei dann beson-

ders der Contrast zwischen den gesehenen und mit der Hand betasteten Gegenständen bemerkenswerth ist.

Die stereoskopische Verschiebung giebt offenbar ein sehr einfaches Maas für das mittlere Brechungsverhältniss der von einem Pigment ausgesandten Lichtstrahlen. Sehr leicht kann man sich hierbei überzeugen, wie wenig die letztere mit der Reihenfolge der Farben im Spectrum übereinstimmt. Selbst das ausgezeichnete von Silbermann in Oel gemalte Sonnenspectrum erscheint mit den Prismen betrachtet keineswegs wie das wirkliche Spectrum als ein gegen seine wirkliche Ebene geneigter Streifen, sondern es bildet ein gewundenes Band mit einem vorderen Maximum etwa bei C und einem hinteren bei G, oder umgekehrt.

Im Allgemeinen geben natürlich den stärksten Effect volle, von Weis möglichst freie Farben, doch ist noch ein anderes Moment von Einfluss. Nämlich grössere sehr gleichmässige Flächen bieten in ihrem Innern dem Auge zu wenige Anhaltspuncte, so dass Figuren, die man aus buntem Papier zusammenklebt, weniger günstig sind, als mit dem Pinsel gemalte. Immer ist deutliche Schweite nöthig.

Es ist klar, dass auch ein einziges Prismenpaar vor einem Auge, während das andere Auge unbewaffnet ist, die beschriebene Wirkung geben muss; in stereoskopischer Beziehung von halber Grösse, und mit dem Nachtheile, dass die farbigen Säume störender werden. Auch mit einem schwachen Flint-Prisma von 10 bis 20°, wenn man dasselbe, die brechende Kante vertical, vor ein Auge hält, gelingt es mit einiger Anstrengung die Bilder zu vereinigen und sie dann nach den Farben stereoskopisch zu sehen, — mir jedoch nur, wenn ich die brechende Kante nach innen halte, indem die Augen auf einen ferneren Punct als den Kreuzungspunct ihrer Axen accomodiren können, dagegen nicht auf einen näher liegenden. Ob dies eine allgemeine Eigenschaft der Augen ist, weiß ich nicht.

Auch eine grosse nicht achromatische Convexlinse, durch welche man mit beiden Augen hindurchsieht, muss offenbar weniger brechbare Farben eines Gemäldes vorn liegend

erscheinen lassen. In der That ist dieser Eindruck bei einer Linse von 1 Fuß Brennweite ganz unverkennbar, wenn auch weniger stark als mit Anwendung der Prismen.

Hr. J. W. Albert in Frankfurt a. M. hat sich bereit erklärt, Prismen und einige Bilder für die beschriebene Erscheinung anzufertigen.

---

### XI. Ueber ein einfaches Mittel, die Ablenkung oder Zerstreuung eines Lichtstrahles zu vergrößern; von F. Kohlrausch.

---

Manchen Physikern, welche sich bemühen die von Christiansen und Kundt beschriebene anomale Dispersion in Körpern mit Oberflächenfarben zu beobachten, dürfte ein einfaches Mittel gelegen kommen, die schmalen Spectra der spitzen Prismen, welche man wegen der intensiven Färbung anwenden muss, zu verbreitern. Dieses besteht darin, dass man das Lichtbündel in einiger Entfernung (ein Meter oder mehr) hinter dem Prisma auf einen cylindrischen Convexspiegel auffallen lässt, dessen Axe dem Spalte parallel steht.

Die Grösse der hierdurch entstehenden Zerstreuung lässt sich leicht überschlagen. Ist  $\alpha$  der kleine Winkel des Prismas,  $m$  das Dispersionsverhältnis, d. h. der Unterschied der Brechungsverhältnisse der am schwächsten und der am stärksten gebrochenen Strahlen, so ist die Oeffnung des zerstreuten Lichtes gleich  $m\alpha$ . Die Breite des Spectrums an dem Orte des Cylinderspiegels, dessen Abstand vom Prisma durch  $A$  bezeichnet werde, ist  $b = m\alpha A$ . Wenn nun  $r$  den gegen  $b$  grossen Halbmesser des Spiegels bedeutet und das auf ihn auffallende Licht den Winkel  $\varphi$  mit der Spiegelnormale an dem Incidenzpunkte bildet, so ist

die Oeffnung des reflectirten Spectrums  $\frac{2b}{r \cos q} = \frac{2m \alpha A}{r \cos q}$ .

Um ein Beispiel zu geben, nehme ich ein Wasser- oder Alkoholprisma von  $4^\circ$ . Dieses giebt ein Spectrum von etwa 3 Bogenminuten, also in dem Abstand 1 Meter vom Prisma von ungefähr 1 Mm. Breite. Wird hier das Licht durch einen Cylinderspiegel von 10 Mm. Halbmesser reflectirt, so beträgt die Oeffnung des Spectrums ungefähr  $10^\circ$ , wenn die Reflexion nahe bei der Mitte des Spiegels stattfindet; durch schräge Incidenz lässt es sich bedeutend verbreitern.

Es wurde unter Anwendung von Sonnenlicht durch eine Linse von etwa 80 Cm. Brennweite ein deutliches Bild eines Spaltes auf einen Schirm entworfen, ein Alkoholprisma von 6 bis 7 Grad hinter die Linse gesetzt und nun an den Ort des Spectrums (eines schmalen Streifens mit schwacher Färbung) ein innen versilbertes Reagirglas gebracht, so dass das Licht etwas schräg auffiel. Jetzt sah man nicht nur bei geeigneter Stellung des Auges in dem Spiegel brillante Farben, welche bei der Verschiebung des Auges in der Reihenfolge der Spectralfarben wechselten, sondern auf einem Schirm neben dem Spiegel zeigte sich ein breites Spectrum, freilich nicht mit reinen Farben. Die Anwendung concentrirter Cyaninlösung anstatt des Alkohols ließ eine Anomalie der Dispersion deutlich erkennen.

Ein vollkommen cylindrischer Spiegel aus Metall oder etwa außen versilbertem Glase wird die Reinheit der Erscheinung bedeutend erhöhen und sie zu Messungen verwendbar machen. Fiele auf das Prisma ein unendlich schmales Bündel parallelen Lichtes, so müsste das am Cylinderspiegel reflectirte Licht auf einem Schirm, oder mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr gesehen, ein reines Spectrum geben. Aber ein so schmales Bündel ist schwierig herzustellen, schon wegen der Beugungerscheinungen an engen Spalten. Zum Zwecke messender Versuche muss man jedenfalls auf zwei Spalte greifen, wobei die nötige Lichtintensität durch eine Convex- und eine stärkere Concav-Cylinderlinse, vor dem Spalt confocal aufgestellt, her-

zustellen ist. Die Linse zwischen Prisma und Cylinderspiegel bringt die eigenthümliche Schwierigkeit mit sich, dass die von der Linsenöffnung herrührende Zerstreuung des Lichtes sich mit der durch den Cylinderspiegel bewirkten vermischt und daher ein reines Spectrum unmöglich macht.

Ich habe übrigens als eine nützliche Anwendung des Verfahrens besonders die Bestimmung von Brechungsverhältnissen gasförmiger Körper im Auge, bei denen von der Dispersion abgesehen werden kann. Werden hier zur Hervorbringung eines schmalen Lichtbündels zwei Spalte angewendet und zur Beobachtung ein um die Axe des Cylinderspiegels drehbares Fernrohr mit Theilkreis, wie an den bekannten Spectrometern, so muss bei hinreichend grossem Gesichtsfeld ein helles Bild im Fernrohr entstehen, auf dessen Mitte man einstellen kann. Ein Luftprisma von  $145^\circ$ , wie das von Dulong gebrauchte, giebt eine Ablenkung von etwa  $6'$ , also auf 1 Meter Abstand eine Verschiebung des Bildes von fast 2 Mm. Dieser entspricht auf einem Cylinderspiegel von 10 Mm. Halbmesser eine Ablenkung von  $20^\circ$ . Um das 200fache der directen Ablenkung wird also die Einstellung des Fernrohres von derjenigen bei luftleeren Prisma abweichen.

Ich muss mich leider auf den *Vorschlag* dieser Messungen beschränken, da mir zur Zeit Einrichtungen und Mufse zu denselben fehlen.

Zürich, April 1871.

---

**XII. Nachtrag zum Aufsatz: »Ueber die anomale Dispersion der Körper mit Oberflächenfarben<sup>1)</sup>;**  
**von A. Kundt.**

---

In der Mittheilung: »Ueber die anomale Dispersion der Körper mit Oberflächenfarben« habe ich den Versuchen

1) Diese Annalen CXLI, 163.

die Betrachtungen vorausgeschickt, die mich selbst zur Auf-findung der anomalen Dispersion bei einer Reihe von Körpern geführt haben. Da eine genaue Einsicht in die optischen Eigenschaften der betreffenden Medien erst durch ausgedehntere Versuche gewonnen werden kann, so glaubte ich die Gesichtspunkte und Ideen, die mich geleitet hatten, darlegen zu sollen, selbst auf die Gefahr hin, daß dieselben durch spätere Versuche nicht unerhebliche Modificationen erfahren möchten.

Ich habe in meiner Mittheilung die Vermuthung ausgesprochen, daß anomale Dispersion und Oberflächenfarbe in nahester Beziehung zu einander stehen, und voraussichtlich alle Körper mit Oberflächenfarben, wenn man sie geeignet untersuchen könnte, keine ganz regelmäßige Dispersion zeigen würden. Es liegt aber auf der Hand, daß wenn es sich ergeben sollte, daß den Medien, die anomale Dispersion zeigen, außer der Oberflächenfarbe noch andere *besondere optische Eigenschaften* zukommen, diese letzteren für eine Erklärung wenigstens nicht von vornherein zu ignoriren sind.

Es läfst sich nun in der That mit großer Wahrscheinlichkeit behaupten, daß *sämmlichen* von mir untersuchten Körpern, die anomale Dispersion und Oberflächenfarbe zeigen, noch eine andere optische Eigenthümlichkeit gemeinsam ist, nämlich *Dichroismus*.

#### Fuchsin

Anilinblau

Anilinviolet

Anilingrün

Murexid

Cyanin

Uebermangansaures Kali

sind deutlich und stark dichroitisch.

Man überzeugt sich hiervon, indem man die Lösungen in sehr dünnen Schichten auf Glasplatten auskristallisiren läfst, und unter dem Mikroskop auf Dichroismus untersucht. Der Dichroismus verräth sich übrigens für das bloße Auge gewöhnlich schon dadurch, daß die dünnen Schichten

auf den Glasplatten im durchfallenden Licht an verschiedenen Stellen verschieden gefärbt erscheinen, selbst wenn man keine merklich verschiedene Dicke der Stellen verschiedener Färbung erkennen kann.

Da nun Carmin und Indigecarmine gleichfalls, in dünnen Schichten angetrocknet, an verschiedenen Stellen verschiedene Farbennüancen zeigen, so kann man wohl vermuthen, dass diese Substanzen, wenn man sie in kleinen Krystallen erhielte (was mir nicht gelang), ebenfalls Dichroismus zeigen würden.

In einem Krystall der fraglichen Medien wird also im Allgemeinen ein weißer Strahl in zwei Strahlen durch die Brechung zerlegt, die außer der verschiedenen Ablenkung verschiedene Färbung zeigen. Es kann dabei sehr wohl der weniger gebrochene Strahl hauptsächlich die Strahlen kürzerer, der andere die längerer Wellenlänge enthalten. Ob nun die Moleküle von dem Dichroismus und dem Vermögen, gewisse Strahlen stark zu reflectiren, welche beide Eigenschaften sie haben, wenn sie zu einem Krystall geordnet sind, hinüber nehmen können, wenn sie in Lösung sind, und ob sie in Folge dessen anomale zeigen, von der der ordinäre oder extraordinäre Strahl im festen Krystall einzeln vielleicht gar nichts verräth? Bemerkenswerth ist in dieser Hinsicht jedenfalls, dass ich bei Carmin, Indigecarmine und übermangansaurem Kali die anomale Dispersion nur wahrnehmen konnte, wenn die Substanzen als Brei, also als Lösung mit suspendirten kleinen festen Theilchen, angewendet wurde. Ich stelle indes keinerlei bestimmte Ansichten auf; es war nur meine Absicht, nachträglich meiner Mittheilung hinzuzufügen, dass bei den meisten der dort erwähnten Körper Dichroismus nachweisbar, und für die übrigen derselbe wahrscheinlich ist.

Dass auch die sämmtlichen Körper starke und charakteristische Absorptionserscheinungen zeigen, wenn sie mit dem Spectroskop untersucht werden, braucht wohl kaum erwähnt zu werden.

Anlangend das Carthamin, welches in Vorstehendem nicht

erwähnt wurde, habe ich nachzutragen, dass bei einer zweiten Probe von reinem Carthamin, die ich erhielt, es mir nicht gelang anomale Dispersion zu erkennen. Es war daher vermutlich die erste Probe, von der ich Nichts mehr besitze, überhaupt kein Carthamin, oder es war dasselbe stark mit anderen Substanzen verunreinigt.

Schlieflich will ich noch bemerken, dass als ich zwischen eine Linse und eine Glasplatte einen Tropfen Anilinblau brachte, die Ordnung der Farben in den Newton'schen Ringen von den gewöhnlichen nicht abwich.

Es beweist dies, dass die Strahlen, welche die kürzere Wellenlänge in der Luft haben, auch in der Lösung selbst noch die kürzere Wellenlänge besitzen, wenngleich der Brechungsexponent für sie geringer seyn kann, als für irgend einen Strahl von gröfserer Wellenlänge. So lange es sich hauptsächlich um Versuche handelt, dürfte daher, abgesehen von anderen Gründen, die directe Methode der Brechung durch ein Prisma Vorzüge haben vor Interferenzversuchen zur Ermittlung der anomalen Dispersion. Ob später nicht vielleicht die von Wernicke angegebene und benutzte Methode zur Untersuchung der Dispersion undurchsichtiger Körper<sup>1)</sup> mit Vortheil zu verwenden sey, muss zur Zeit dahin gestellt bleiben.

Würzburg den 26. April 1871.

1) Diese Annalen Bd. CXXXIX, p. 132.

XIII. *Ueber die Schmelzung bleierner Geschosse  
durch Aufschlagen auf eine Eisenplatte;  
von Eduard Hagenbach.*

---

Im Juni des letzten Jahres habe ich eine kurze Notiz<sup>1)</sup> publicirt über die Erklärung einer durch Anfschlagen bewirkten Schmelzung bleierner Geschosse. Ich kam damals zu dem Resultate, dass dabei fast alle lebendige Kraft in die Wärme umgesetzt wird, welche zur Erwärmung und Schmelzung des Bleis nothwendig ist. Hr. Bodynski<sup>2)</sup> tritt dieser meiner Behauptung entgegen und sucht durch Rechnung zu zeigen, dass die Umsetzung der lebendigen Kraft des bewegten Geschosses in Wärme dazu ausreichen würde, *fast zehn* solcher Gewehrkugeln zu schmelzen; nach ihm wird somit bei weitem der kleinste Theil der lebendigen Kraft zur Erwärmung und Schmelzung des Bleis verwendet. Was ist der Grund dieser von meiner Ansicht so sehr abweichenden Behauptung des Hrn. Bodynski? Antwort: Mein verehrter Herr Kritiker hat Maafse und Gewicht verwechselt, somit bei der Rechnung nach Metermaafs versäumt mit 9<sup>m</sup>.81 zu dividiren; es ist also ganz natürlich, dass er eine *fast zehn* mal so grosse Zahl gefunden hat.

Ich weiß sehr wohl, dass mein Versuch nur ein ganz roher ist, und dass gegen mehrere Angaben Einwendungen zu machen sind. Wenn aber auch an den willkürlichen Annahmen innerhalb der Gränzen zulässiger Wahrscheinlichkeit einiges geändert wird, so bleibt doch das Wesentliche der am Ende meiner Notiz hingestellten Behauptungen stehen.

Bei dieser Gelegenheit füge ich bei, dass mein Freund und College Hr. Prof. Aug. Socin in Basel, der während des letzten Krieges ein Militärspital in Karlsruhe dirigierte, mir mehre aus Wunden extrahirte Geschosse zeigte, an

1) Diese Annalen Bd. 140, S. 486.

2) Diese Annalen Bd. 141, S. 594.

welchen theils Schmelzwirkungen, theils irisirende Farben zu sehen waren, die beide auf eine bedeutende Wärmeentwicklung bei Aufschlagen auf Knochen schliessen lassen.

Basel im Mai 1871.

#### Nachtrag.

Nachdem obige Zeilen schon geschrieben waren, habe ich durch nähere Erkundigungen erfahren, dass die Geschwindigkeit des betreffenden Geschosses aus dem ungeänderten Infanteriegewehr grossen Calibers der schweizerischen Miliz besser zu 350 als zu 320 Meter angenommen wird. Es ergiebt dies dann für die Wucht (lebendige Kraft) die Zahl von 250 Kilogrammmetern oder 0,59 Wärmeeinheiten. Es rechtfertigt sich die Annahme dieser grösseren Geschwindigkeit auch aus dem Umstände, dass im geschmolzenen Blei, das sehr heftig nach allen Seiten hin spritzt, noch ziemlich viel Wucht zurückbleiben muss. — Ueber eine Reihe von Versuchen, die in den letzten Tagen Hr. Prof. Socin gemeinschaftlich mit mir über Deformation und Schmelzung von Geschossen beim Aufschlagen auf harte Körper so wie beim Eindringen in Weichtheile angestellt hat, wird er selbst gehörigen Ortes berichten.

Basel, 19 Mai 1871.

#### XIV. Eine neue Methode, die Sonne spectroskopisch zu beobachten; von P. Secchi in Rom.

(Aus einem Schreiben des Hrn. Dr. Schellen).

Cöln, 11. Mai 1871.

Die Methode besteht im Wesentlichen darin, dass ein Prismensystem à vision directe in geeigneter Entfernung so vor den Spalt des gewöhnlichen Spectroskopos aufgestellt wird, dass ein unreines aber weit ausgedehntes Spectrum

der Sonne auf den Spalt fällt. Man sieht dann bei richtiger Einstellung in dem Sehfelde des letzteren Spectroskopes ein sehr scharfes Bild der Sonne. Die Flecke erscheinen darin deutlicher, als bei Anwendung eines farbigen Glases. Die Ränder sind sehr scharf und selbst frei von der störenden Einwirkung der bewegten Luft. Die Protuberanzen geben sich durch ihre glänzenden Linien sofort zu erkennen; ihre Höhe läßt sich ohne Mühe messen und in Theilen der Linienabstände des Spectrums abschätzen.

Stellt man die Linie *C* an den Sonnenrand, so sieht man die Conturen der Protuberanzen rings um die Flecke sehr schön und die *kraterförmige* Gestalt der letzteren tritt mit einer überraschenden Deutlichkeit hervor; ebenso zeigen sich die Fackeln sehr klar. Nur darf man den Spalt nicht zu weit öffnen, weil das Licht dann zu glänzend wird und die Flecke verwaschen erscheinen.

Die Erklärung dieser Erscheinung ist einfach folgende: Das Bild des auf den Spalt fallenden unreinen Spectrums besteht aus unzählig vielen übereinander gelagerten Kreisen vor allen Geraden der Brechbarkeit. Nimmt man hiervon eine bestimmte Stelle heraus und analysirt diese durch das zweite Prismensystem, so müssen sich die einzelnen Bilder wieder trennen und die Discontinuität derselben läßt das einzelne Bild in voller Deutlichkeit hervortreten<sup>1)</sup>.

1) Hr. Dr. Schellen bemerkte hiezu: Ich beobachte mit einem 4 zölligen Fraunhofer und einem Merz'schen zusammengesetzten Spectroskop von starker Dispersion die Protuberanzen täglich, wenn die Sonne scheint. Der trübe Himmel der letzten Tage hat mir noch nicht erlaubt, die Methode Secchi's zu versuchen: indessen ist nicht zu zweifeln, daß die Entdeckung richtig ist und verdient, in weiteren Kreisen bekannt zu werden.

XV. Einige Bemerkungen zu Hrn. Thomsen's  
Versuchen über die specifische Wärme wässriger  
Lösungen; von A. Wüllner.

---

Im dritten Hefte dieses Jahres theilt Hr. Julius Thomsen eine grosse Anzahl Bestimmungen von specifischen Wärmen wässriger Lösungen mit. In der Einleitung zu seiner Mittheilung hält derselbe es für angemessen, seine Untersuchung damit zu motiviren, dass die früheren von den Hrn. Schüller, Andrews und Person mitgetheilten Versuche nach einer Methode angestellt seyen, welche selbst bei sorgfältiger Ausführung keine genauen Resultate zu geben vermöge.

Obwohl die Versuche des Hrn. Schüller in meinem Laboratorium angestellt sind, so würde mich diese Ansicht des Hrn. Thomsen doch nicht zu der geringsten Auseinandersetzung veranlassen; was mich zu einigen Bemerkungen zwingt, sind dessen Ausführungen über die Correction wegen des Einflusses der Temperatur der Umgebung auf jene des Calorimeters, und die Art, wie mein Name da hineingezogen wird. Zwar sollten auch diese Bemerkungen überflüssig seyn, da dieser Gegenstand oft genug, noch neuerlich in Folge der Discussion zwischen den HH. Pape und Regnault, in diesen Annalen behandelt ist; aber wenn selbst diejenigen, welche eine Frage bearbeiten, sich nicht die Mühe geben die früheren Abhandlungen zu beachten, so kann man es den Lesern der Thomsen'schen Mittheilung nicht zumuthen, dass sie zur Prüfung der Behauptung des Hrn. Thomsen auf die frühere Literatur zurückgehen.

Hr. Thomsen behauptet, die Correction für den Einfluss der Lufttemperatur aufs Calorimeter ließe sich schwierig genau machen, weil man nicht mit Sicherheit den Punkt bestimmen könne, wo die Temperatur des eingetauchten Körpers sich mit derjenigen des Wassers ausgeglichen habe. Ein Blick auf die Details der Versuche zeige das deutlich.

Da Hr. Schüller nicht die zur Berechnung der Versuche nöthigen Einzelheiten mittheile, sondern nur anfüre, dass er dieselbe Methode wie Hr. Wüllner anwende, so müsse er auf die Abhandlung des Hrn. W. in diesen Annalen Bd. 133 zurückgehen, wo die Berechnung dieser Correction für einen einzelnen Versuch mit den nöthigen Details angeführt sey (Seite 297). Hr. Thomsen referirt dann den erwähnten Versuch, bei welchem ich gezeigt hatte, dass die an dem beobachteten Maximum anzubringende Correction  $0^{\circ}002$ , also fast vollständige Compensation erreicht sey, hält es für eine Hypothese, dass die Temperatur des Körpers mit dem 11 Intervall nach dem Eintauchen jener des Calorimeters gleich geworden, und behauptet dann, dass die Correction unbedingt nach falschen Principien berechnet sey. Zum Erweise dessen rechnet er die Correction, wie sie nach seiner Ansicht gerechnet werden muss, und findet die an dem Maximum anzubringende gleich  $0^{\circ}02$ , also 10 mal grösser, wie ich sie berechnet hatte.

Was nun zunächst die letztere Behauptung betrifft, so würde Hr. Thomsen das Unzutreffende derselben sofort erkannt haben, wenn er sich die Mühe gegeben hätte, das Princip der Methode, nach welcher ich die Correction berechnet habe, aufzusuchen, oder auch nur die Abhandlung des Hrn. Pfaundler, auf welche ich mich dort beziehe, nachzusehen. Denn die Methode, nach welcher die Correction von mir berechnet ist, es ist, wie ich an jener Stelle hervorhob, die Regnault'sche, ist genau jene, welche auch Hr. Thomsen zum Erweise der Unrichtigkeit meiner Rechnung anwendet. Man berechnet die Temperaturcorrection für jedes Intervall von 20 Secunden unter der Voraussetzung, dass während dieser kurzen Zeit die Temperatur constant und gleich der mittleren des Intervalls gewesen, und bildet die Summe aller einzelnen Correctionen. Dass Hr. Thomsen statt der von mir gerechneten eine 10 mal grössere Correction findet, liegt daran, dass er statt der von mir angegebenen Zahl willkührlich eine andere einsetzt, und dass er, anstatt genau zu rechnen, nur einen Ueberschlag

macht. Ich sage, Seite 298 meiner Abhandlung ausdrücklich, dass von der 12. Beobachtung an die Temperatur regelmässig um etwa  $0^{\circ},003$  in jedem Intervall sinke, Hr. Thomsen setzt statt dessen  $0^{\circ},004$ , wohl deshalb, weil bei der Beobachtung 17. 20" irrtümlich 24,20 anstatt 24,205 — steht. Aber selbst mit der von Hrn. Thomsen angenommenen Zahl würde die Correction nicht die von Hrn. Thomsen berechnete, sondern die am Maximum anzubringende Correction würde  $0^{\circ},015$ , also immer erst drei viertel der Thomsen'schen.

Der eigentliche Einwurf, den Hr. Thomsen gegen die Möglichkeit der Berechnung der Correction erhebt, man wisse nicht, wann der eingetauchte Körper die Temperatur des Calorimeters angenommen habe, ist schon durch die Abhandlungen der HH. Regnault (diese Annalen Bd. 122) und Pfaundler (Bd. 129) widerlegt; es genügt deshalb die Bemerkung, dass es bei dieser Berechnung der Correction gar nicht darauf ankommt zu wissen, wann die Gleichheit der Temperaturen eintritt, sondern darauf, die Beobachtungen so lange fortzuführen bis diese Gleichheit sicher eingetreten ist. Das aber erkennt man an dem Gange der Temperatur unzweideutig, indem ein in jedem Zeitintervall gleiches Sinken der Temperatur erst dann eintritt, wenn der Körper keine Wärme mehr an das Calorimeter abgibt. Nimmt man eine Temperatur als Endtemperatur, nachdem man einige Intervalle das constante Sinken der Temperatur beobachtet hat, so hat bei dieser der Körper sicher die Temperatur des Calorimeters; ob er sie schon eine zeitlang gehabt hat, das ist bei dieser Methode der Correctionsberechnung ohne Einfluss, und das ist gerade ihr Vorzug.

Welchen Zweck Hr. Thomsen bei seinen Bemerkungen verfolgt hat, ist mir unklar. Ich verstehe es wohl, dass jemand frühere Versuche und andere Methoden kritisirt und als ungenau darzustellen sucht, wenn er nach seiner Methode Resultate erhält, welche von den früheren erheblich abweichen. So würde ich es sehr wohl verstanden haben, wenn Hr. Thomsen in diesen Annalen eine gründliche

Kritik der Versuche der HH. Favre und Silbermann gegeben hätte, deren Resultate von den seinigen beträchtlich abweichen<sup>1)</sup>. Die Versuche des Hrn. Schüller dagegen stimmen mit denen des Hrn. Thomsen so nahe überein, wie es bei derartigen Versuchen nur bei der sorgfältigsten Ausführung möglich ist, die größte von Hrn. Thomsen angegebene Abweichung beträgt etwa 2 Proc. des für die specifische Wärme erhaltenen Werthes. Hr. Thomsen schätzt zwar die von ihm erreichte Genauigkeit zu 0,2 Proc.; indefs ohne auf die Versuche desselben an dieser Stelle näher einzugehen, kann ich doch nicht verhehlen, daß mir das Maaf für die Genauigkeit der von Hrn. Thomsen erhaltenen Resultate der Grad der Uebereinstimmung seiner Zahlen mit denen des Hrn. Schüller bietet.

Aachen, den 2. Juni 1871.

1) Eine solche Kritik der Versuche von Favre und Silbermann ist auch nicht in den Berichten der deutschen chemischen Gesellschaft 1869 S. 710 enthalten, auf welche Hr. Thomsen S. 540, Bd. 140 dieser Annalen verweist. Hr. Thomsen stellt dort nur seine Zahlen mit denen der anderen Beobachter zusammen, um die Unrichtigkeit der letzteren nachzuweisen.

---

**Preisaufgabe der Fürstlich Jablonowski'schen  
Gesellschaft in Leipzig für das Jahr 1874.**

Das Problem der elektrischen Vertheilung auf einem Conductor von gegebener Gestalt ist durch die bisher in Anwendung gebrachten Methoden nur in verhältnismässig wenigen Fällen zur definitiven Lösung gelangt oder einer solchen zugänglich geworden. Um die genannten Methoden ihres speciellen Charakters zu entkleiden und wo möglich auf ein allgemeineres Niveau zu erheben, scheint es zunächst wünschenswerth, wesentlich neue Fälle in den Kreis der Untersuchungen hineinzuziehen. Demgemäss stellt die Gesellschaft folgende Preisaufgabe:

*Auf einem Rotationskörper, dessen Meridian durch die Lemniscate (Cassini'sche Curve)*

$$(x^2 + y^2)^2 - 2a^2(x^2 - y^2) = b^4 - a^4$$

*dargestellt ist, soll die Vertheilung der Elektricität unter dem Einflusse gegebener äusserer Kräfte ermittelt werden.*

Die Beantwortung des Specialfalles  $a = b$  würde durch die Methode der reciproken Radien (Methode der sphärischen Spiegelung) auf den Fall eines Hyperboloids reducirtbar, und für die Erlangung des Preises *unsreichend* seyn. (Preis 60 Ducaten.)"

Die Preisbewerbungsschriften sind in *deutscher, lateinischer oder französischer Sprache* zu verfassen, müssen deutlich geschrieben und paginirt, ferner mit einem *Motto* versehen und von einem versiegelten Zettel begleitet seyn, der auswendig dasselbe Motto trägt, inwendig den Namen und Wohnort des Verfassers angiebt. Die Zeit der Einsendung endet mit dem Monat November 1874; die Adresse ist an den Secretär der Gesellschaft zu richten. Die Resultate der Prüfung der eingegangenen Schriften werden jederzeit durch die Leipziger Zeitung im März oder April bekannt gemacht.